



**HAL**  
open science

# Dissipation et mélange en turbulence stratifiée : une étude expérimentale.

Diane Micard

► **To cite this version:**

Diane Micard. Dissipation et mélange en turbulence stratifiée : une étude expérimentale.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale de Lyon, 2018. Français. NNT : . tel-02076867

**HAL Id: tel-02076867**

**<https://theses.hal.science/tel-02076867>**

Submitted on 22 Mar 2019

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

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



École doctorale MEGA n° 162 : Mécanique, Energétique, Génie Civil et Acoustique

**Doctorat ECL**

**THÈSE**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École Centrale de Lyon**

**Spécialité doctorale "Mécanique des Fluides"**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Diane Micard**

le Lundi 10 décembre 2018

Numéro d'ordre : 2018LYSEC041

**Dissipation et mélange en turbulence stratifiée :  
une étude expérimentale.**

Directeur de thèse : **Wouter Bos**

Co-encadrant de thèse : **Louis Gostiaux**

*devant le jury composé de*

<b>W. Bos,</b>	Chargé de Recherche LMFA, Lyon	Directeur
<b>P. Bouruet-Aubertot,</b>	Professeur LOCEAN, Paris	Rapporteur
<b>M. Le Bars,</b>	Directeur de Recherche IRPHE, Marseille	Rapporteur
<b>T. Dauxois,</b>	Directeur de Recherche LPENSL, Lyon	Examineur
<b>L. Gostiaux,</b>	Chargé de Recherche LMFA, Lyon	Co-encadrant

École Centrale de Lyon  
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique  
36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Écully  
UMR CNRS 5509

**T  
H  
È  
S  
E**

## Résumé

Le climat de la Terre dépend en grande partie des échanges énergétiques entre les masses d'eau chaudes et froides de nos océans. Afin de prédire et de comprendre les variations de notre climat, les modèles numériques globaux de l'océan doivent pouvoir déterminer quelle fraction d'énergie est convertie en mélange irréversible dans un écoulement turbulent et stablement stratifié. Il apparaît que cette fraction est sensible aux paramètres de l'écoulement, ce qui a récemment conduit les océanographes à remettre en question la paramétrisation d'Osborn pour le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ , qui utilise une efficacité de mélange constante et fixée à  $\eta = 0.17$ . Ceci nous a poussé à réaliser au laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) des mesures conjointes de  $\eta$  et  $k_z$ , afin de mieux comprendre leur inter-dépendance.

Cette étude est avant tout expérimentale et se base sur plusieurs dispositifs permettant de quantifier le mélange dans différents types d'écoulement. Trois de ses expériences ont été réalisées au LMFA : une expérience de lock-exchange dans laquelle le mélange est issu du cisaillement à l'interface de deux courants de gravité se déplaçant en sens opposés, une expérience de grille tractée dans un fluide stratifié et une expérience d'injection de stratification dans la grille d'un canal hydraulique. Ce travail a été complété, d'une part par une collaboration sur la plateforme Coriolis du LEGI à Grenoble, permettant d'atteindre de plus grands nombres de Reynolds ; et d'autre part par une campagne de mesure in situ dans le fjord du Saguenay au Canada en collaboration avec l'ISMER, visant à estimer le mélange turbulent conduisant au renouvellement des eaux profondes du fjord, à partir de l'analyse de transects successifs de densité. Dans ces différentes configurations, l'évolution temporelle des profils verticaux de densité ont permis d'analyser la dépendance du coefficient de diffusion turbulente et de l'efficacité de mélange avec les nombres de Reynolds et de Froude.

Nos résultats ont permis de quantifier la décroissance de l'efficacité de mélange avec l'augmentation du nombre de Froude dans un écoulement turbulent, ainsi que la sensibilité du coefficient de diffusion turbulente aux nombres de Froude et de Reynolds de flottabilité. L'utilisation de trois dispositifs expérimentaux différents permet de montrer qu'au-delà de ces lois dites universelles, la variabilité propre à chaque géométrie influence fortement les valeurs de l'efficacité de mélange. Ceci est particulièrement mis en lumière dans la configuration de lock-exchange, pour laquelle la valeur limite de  $\eta = 0.25$  prédite par la physique statistique n'est atteinte que dans une configuration fortement tri-dimensionnelle, jusqu'alors peu utilisée dans la littérature. Enfin, toutes les méthodes d'analyse développées pour les expériences de laboratoire ont pu être utilisées pour l'analyse des données in situ, permettant de clore ce travail de thèse sur une étude environnementale.

**Mots clés :** *Turbulence stratifiée, Turbulence de grille, Mélange diapycnal, Coefficient de diffusion turbulente, Efficacité de mélange, Océanographie physique, Light Attenuation Technique, Lock-Exchange, Intrusion, Courant de gravité, Turbulence en déclin, force de Coriolis, Échelle de Thorpe, Énergie potentielle disponible, Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.*

## Abstract

Our climate partly depends on energy exchange between warm and cold water masses in the ocean's interior. In order to understand and forecast the climate variations, numerical models of the ocean must estimate the amount of energy converted into irreversible mixing in turbulent stably stratified flows. It seems that this quantity depends on the flow parameters. This assertion challenges the famous Osborn model for turbulent diffusivity  $k_z$  which uses a fixed mixing efficiency of  $\eta = 0.17$ . This motivated us to measure separately  $k_z$  and  $\eta$  in order to obtain a better understanding of their inter-dependencies.

The present work is an experimental study based on set-ups which enable to quantify the mixing in different types of flow. Three of those experiments are held in our lab (LMFA) and consist respectively in a lock-exchange experiment where mixing is generated by the shear at the interface of two opposite gravity currents, a stratified towed grid experiment, and a hydraulic channel experiment where the stratification is injected directly by the grid. This study has been complemented with two international collaborations. The first one, on the Coriolis platform (LEGI) consisted in a stratified towed grid experiment in a rotating tank allowing to broaden our parameter spectrum. The second one is a series of in situ measurements led in collaboration with ISMER in the Saguenay fjord (Canada) aiming at measuring density transects over time in order to quantify the turbulent mixing that participates in the renewal of the fjord's deep water. In all of those configurations, dependencies of mixing efficiency and turbulent diffusivity along with the Froude and the Reynolds numbers are extracted from the time evolution of density profiles.

In our results, we were able to quantify the decay of the mixing efficiency with the increase of the Froude number. We also highlighted the sensitivity of turbulent diffusivity on the buoyancy Reynolds number. We used three different experimental setups to show that beyond the so called universal turbulence laws, the flow geometry has a huge impact on the mixing efficiency values. This is especially true in the lock-exchange configuration where the asymptotic value of  $\eta = 0.25$ , predicted by statistical physics, can only be reached in a set-up which allows 3D flows. Such investigations are still scarce in the literature. Finally, all the data analysis methods developed for the lab experiments were of great help for the analysis of in situ data and thereby enabled us to consider a real-life environmental flow.

**Keywords :** *Stratified turbulence, Grid Turbulence, Diapycnal mixing, Turbulent diffusivity, Mixing efficiency, Physical Oceanography, Light Attenuation Technique, Lock-Exchange, Intrusion, Gravity current, Turbulent Decay, Coriolis force, Thorpe scale, Available potential energy, Turbulent kinetic energy dissipation rate.*



# Remerciements

Le présent travail a vu le jour grâce au financement ministériel attribué par l'école doctorale MEGA et grâce au financement de l'ANR STRATIMIX, je tiens donc à remercier ces deux institutions. Je remercie également mes deux rapporteurs et mon jury qui me font l'honneur d'évaluer mon travail.

Cette thèse n'est pas le fruit d'un travail isolé mais est née d'une collaboration fructueuse avec de nombreuses personnes qui m'ont aidée et soutenue aussi bien sur les plans professionnel que personnel durant mes études. Je tiens donc à remercier chaleureusement toutes celles et ceux qui ont activement participé à la construction de ce travail et je voudrais rendre un hommage particulier et personnel à plusieurs d'entre-elles.

Je commencerai donc par remercier mon directeur de thèse, Louis Gostiaux pour m'avoir donné l'unique opportunité de travailler sur un sujet qui me tient à coeur depuis longtemps, pour m'avoir toujours encouragée à explorer et à développer mes propres idées jusqu'à légèrement changer la direction du projet de thèse qui se voulait à l'origine plus industriel. Merci aussi de m'avoir poussée à partir en conférence dès la première année de thèse, et de m'avoir fait rencontrer un grand nombre de chercheurs autour du globe, autant de contacts qui préparent et facilitent l'après thèse. Toutes ces expériences ont été autant d'apprentissages et d'expériences de vie qui m'ont fait grandir et qui m'ont préparée à la vie professionnelle. Je tiens aussi à remercier Wouter Bos, mon second directeur de thèse, qui malgré un engagement dans ma thèse qui se devait minimal, a toujours été très présent et réactif pour m'aider que ce soit pour des questions théoriques, pour mettre en perspective mes résultats ou pour relire mon travail.

Un très grand merci à Nathalie Grosjean pour tous les conseils avisés qu'elle a pu me prodiguer durant ma thèse concernant à peu près tous les sujets possibles : des techniques de mesure, en passant par l'analyse des résultats, le rythme général de la thèse, ou encore l'aide à la rédaction. Sans oublier son soutien sportif et amical salubre. Une attention spéciale à notre collaborateur québécois, Daniel Bourgault, qui m'a engagée dans des discussions scientifiques toujours très pertinentes et qui m'a mise à l'épreuve avec des questions particulièrement intéressantes qui permettent de maintenir la curiosité éveillée. Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide de l'équipe technique du laboratoire composée d'Alexandre Azouzi, Ahmed Telali et Bruno Poirel qui, en plus de dessiner et construire mes différents dispositifs expérimentaux, m'ont toujours épaulée dans les différentes urgences auxquelles j'ai dû faire face et ont su régler ces problèmes dans des temps vraiment très courts. Je me dois aussi de remercier Loïc Mées, Faouzi Laadhari et Alexandre Delache pour leur aide tout au long de ma thèse. Je tiens à remercier tout particulièrement les stagiaires de Master, Lucile Favreau et Nathaniel Saura, qui ont travaillé sur deux projets de ma thèse et qui ont réalisé un excellent travail dont les résultats sont exploités dans ce manuscrit. Merci à Claire et Martin de m'avoir accueillie dans leur bureau, aiguillée dans les pre-

mières procédures administratives et aidée à plonger dans Python lors de mes premiers jours de thèse. Merci à Houria qui s'escrime à maintenir notre lieu de travail aussi propre et agréable que possible.

Pour finir, je tiens à souligner que faire une thèse n'est pas uniquement un engagement de trois années mais est le résultat d'un parcours universitaire fait de rencontres, d'opportunités et de soutiens.

Parmi ces rencontres, je tiens à remercier mes encadrants de Licence et de Master à l'ENS de Lyon, Sylvain Joubaud, Philippe Odier, Ernesto Horne, Nicolas Plihon et Sophie Miralles qui m'ont fait prendre goût à la recherche et qui m'ont permis de saisir cette opportunité de thèse, ce que je n'aurais jamais imaginé réaliser auparavant.

Je poursuivrai en remerciant sincèrement mes proches, ma famille pour son soutien moral et financier infailible durant toutes mes années d'études sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui, et mes amis qui ont su m'écouter, me soutenir et parfois m'aiguiller lors des divers choix que j'ai eu à faire. Je terminerai par remercier Pauline : les mots me manquent pour qualifier son impact positif sur le travail présent et ma carrière.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>Efficacité de Mélange</b>	<b>23</b>
2.1	Équations de Navier-Stokes . . . . .	23
2.2	Décomposition de Reynolds et Modèle d’Osborn . . . . .	25
2.2.1	Modèle d’Osborn . . . . .	26
2.3	Définitions . . . . .	27
2.3.1	Coefficient de Diffusion Turbulente . . . . .	27
2.3.2	Efficacité et Coefficient de Mélange . . . . .	27
2.4	Approche Énergétique . . . . .	28
2.4.1	Définitions . . . . .	28
2.4.2	Bilan de Flux . . . . .	30
2.5	État de l’Art et Résultats Expérimentaux . . . . .	31
<b>I</b>	<b>Cas d’un écoulement cisailé</b>	<b>33</b>
<b>3</b>	<b>Mélange induit par un écoulement de Lock-Exchange</b>	<b>35</b>
3.1	Principes de l’expérience . . . . .	35
3.1.1	Dispositif Expérimental . . . . .	36
3.1.2	Conversion des données de la sonde en densité . . . . .	36
3.2	Premier Cas : Courants de gravité . . . . .	39
3.2.1	Protocole expérimental . . . . .	39
3.2.2	Bilan d’énergie . . . . .	39
3.2.3	Caractérisation de l’écoulement . . . . .	43
3.2.4	Comparaisons des dispositifs expérimentaux . . . . .	45
3.2.5	Résultats : Efficacité de mélange . . . . .	46
3.2.6	Mélange Séquencé . . . . .	48
3.2.7	Coefficient de diffusion turbulente . . . . .	50
3.2.8	Conclusion et perspectives . . . . .	53
3.3	Intrusion . . . . .	55
3.3.1	Description de l’expérience . . . . .	55
3.3.2	Paramètres d’investigation . . . . .	57
3.3.3	Estimation du nombre de Reynolds de l’écoulement . . . . .	59
3.3.4	Efficacité de mélange . . . . .	63
3.3.5	Conclusions et perspectives . . . . .	65

<b>II</b>	<b>Turbulence de Grille</b>	<b>67</b>
<b>4</b>	<b>Introduction et état de l'art</b>	<b>69</b>
4.1	La grille . . . . .	69
4.2	État de l'art . . . . .	70
4.3	Conclusion et Objectifs . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Caractérisation des dispositifs expérimentaux</b>	<b>77</b>
5.1	Présentation . . . . .	77
5.1.1	Canal Hydraulique . . . . .	77
5.1.2	Grille Tractée . . . . .	83
5.2	Caractérisation de la Turbulence en Milieu Homogène . . . . .	86
5.2.1	Grille Tractée . . . . .	86
5.2.2	Estimation de l'énergie injectée par la grille . . . . .	89
5.2.3	Canal Hydraulique . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Mélange dans un bi-couche</b>	<b>97</b>
6.1	Mélange d'un bi-couche par la grille tractée . . . . .	98
6.2	Mélange d'un bi-couche dans le canal . . . . .	100
6.3	Conclusion . . . . .	102
<b>7</b>	<b>Mélange dans une stratification linéaire</b>	<b>103</b>
7.1	Efficacité et coefficient de mélange . . . . .	104
7.2	Diffusion turbulente $k_z$ . . . . .	109
7.3	Comparaison des différentes méthodes de mesure . . . . .	112
7.4	Conclusion et Discussion . . . . .	113
<b>8</b>	<b>Collaboration sur la plateforme Coriolis</b>	<b>115</b>
8.1	Dispositif Expérimental . . . . .	115
8.2	Visualisation des données . . . . .	117
8.2.1	Profils de densité . . . . .	117
8.2.2	Échelles caractéristiques . . . . .	117
8.2.3	Données des thermistors . . . . .	120
8.3	Influence des différents paramètres . . . . .	120
8.3.1	Effet de la vitesse de la grille . . . . .	122
8.3.2	Effets de la stratification et de la rotation . . . . .	123
8.4	Étude spectrale . . . . .	126
8.5	Conclusion . . . . .	127
<b>III</b>	<b>Turbulence océanique</b>	<b>129</b>
<b>9</b>	<b>Application au mélange turbulent dans l'océan</b>	<b>131</b>
9.1	Contexte . . . . .	131
9.2	Stratification dans le fjord du Saguenay . . . . .	135
9.2.1	Le Fjord . . . . .	135
9.2.2	Mesure de la stratification du Saguenay . . . . .	137
9.2.3	Coefficient de diffusion turbulente . . . . .	140
9.3	Discussion et conclusion . . . . .	145

<b>IV Conclusion</b>	<b>147</b>
9.4 Perspectives . . . . .	150
<b>V Bibliographie</b>	<b>153</b>



# Notations

## Moyennes

La notation de Reynolds est utilisée : soit  $c$  un champ de scalaire,  $c$  se décompose à l'aide de sa valeur moyenne  $\bar{C}$  et de ses fluctuations  $c'$ ,  $c = \bar{C} + c'$ .

La barre au dessus d'une grandeur fait référence à l'opérateur moyenne dont les propriétés sont rappelées si après :

$$\begin{aligned}\overline{\bar{F}} &= \bar{F}; \quad \overline{f} = 0 \\ \overline{\bar{F}G} &= \bar{F}\bar{G} \\ \overline{fg} &\neq \bar{f}\bar{g}.\end{aligned}$$

## Caractérisation de la turbulence

$\vec{u}$  : vecteur vitesse instantanée,  $\vec{u} = \sum u_i \vec{e}_i$  avec  $i \in [1, 3]$ ,  $e_i$  sont les vecteurs unitaires d'une base orthonormée directe, l'indice 3 est associé à la verticale ascendante et sera souvent noté  $z$ . De même  $i = 1$  est aussi appelé  $x$  et  $i = 2$ ,  $y$ .

$\sigma_x, \sigma_z$  : écart type (rms) des fluctuations de vitesse :  $\sigma_x^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u_{xi}^2$  où  $n$  représente le nombre d'échantillons statistiques du même événement.

$\epsilon$ , ou  $\epsilon_k$  : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

$$\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r}, t) = \frac{\overline{u'_i(\vec{x}, t) u'_j(\vec{x} + \vec{r}, t)}}{\sqrt{\overline{u_i'^2(\vec{x}, t)}} \sqrt{\overline{u_j'^2(\vec{x} + \vec{r}, t)}} : \text{coefficient de corrélation double.}$$

$b$  : flux de flottabilité,  $b = \delta_{i3} \frac{g}{\rho} (\overline{u'_i \rho'})$ .

$S$  : cisaillement vertical,  $S = \frac{\partial u}{\partial z}$

$U_g$  : vitesse de grille.

$Q$  : débit moyen du canal

$q$  : débit d'injection de la stratification dans le canal.

## Constantes et paramètres géométriques

$g$  : accélération de pesanteur,  $g = 9.81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ .

$M$  : paramètre de maille des grilles.

$e$  : épaisseur des barreaux des grilles.

## Coefficient de diffusion

$\kappa_s$  : coefficient de diffusion moléculaire du sel dans l'eau,  $\kappa_s = 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

$\kappa_T$  : coefficient de diffusion moléculaire de la température dans l'eau,  $\kappa_T = 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

$\mu$  : viscosité dynamique,  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  est la viscosité cinématique

$k_z$  : coefficient de diffusion verticale turbulente, s'exprime en  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ .

## Stratification

$\rho$  : Masse volumique du fluide, dépend de la position.

$\bar{\rho}$  : Masse volumique moyennée sur un plan horizontal.

$\rho^*$  : Masse volumique triée du fluide, ne dépend que de la coordonnée verticale.

$\rho_0$  : Masse volumique moyenne, ou de référence du fluide ( $\rho_0 = 1000\text{kg.m}^{-3}$  pour de l'eau).

$N$  : Pulsation de flottabilité ou fréquence de Brunt-Väisälä,  $N \equiv \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz}}$ .

$g' = g \frac{\Delta_{1,2}\rho}{\rho_0}$  : gravité réduite.

$C$  : Concentration en colorant.

$S$  : Salinité (PSU).

$T$  : Température.

## Quantification du mélange

### Énergies :

$E_p$  : énergie potentielle totale

$E_k$  : énergie cinétique totale (k du grec  $\kappa\iota\nu\eta\sigma\iota\zeta$ / kinesis "mouvement ")

$e_k$  : énergie cinétique turbulente

$E_a, APE$  : énergie potentielle disponible

$E_b, E^B$  : énergie potentielle de fond

$q^2 = 3\sigma_x^2 = 2e_k$  : estimation du double de l'énergie cinétique par unité de masse en turbulence homogène isotrope.

$\mathcal{E}_k$  : Spectre temporel d'énergie cinétique.

$\mathcal{E}_{k\omega}$  : Spectre temporel de puissance cinétique.

### Temps caractéristiques :

$\tau_{mix}$  : temps correspondant à un événement de mélange séparant deux états de repos du fluide.

$\delta t_{porte}$  : temps d'ouverture de la porte dans l'expérience de lock-exchange.

$f$  : fréquence de rotation

**Efficacité de mélange**  $\eta$  : efficacité de mélange, comprise entre 0 et 1.

$\Gamma$  : coefficient de mélange

## Échelles de longueur

$L_T$  : échelle de Thorpe.

$d_T$  : déplacement de Thorpe.

$L_e$  : échelle d'Ellison.

$L_t$  : échelle intégrale typique.

$L_f, L_g$  : échelles intégrales calculées à partir des corrélations doubles

$L_o$  : échelle d'Ozmidov  $H$  : hauteur d'eau

## Autre

$\sigma$  : conductivité

## Nombre sans dimensions

Nombre de Rossby :  $Ro = \frac{U_g}{2fD}$

Paramètre inertiel :  $p_i = \frac{\rho_i - \rho_B}{\rho_s - \rho_d}$

Paramètre de densité :  $p_{d/s} = \rho_s - \rho_d$

Paramètre de hauteur d'interface :  $p_H = \frac{h_s}{H_B}$  (intrusion)

## Nombre de Reynolds :

Reynolds :  $Re = \frac{UL}{\nu}$

Reynolds de grille :  $Re_M = \frac{U_g M}{\nu}$

Reynolds Hydraulique :  $Re_H = \frac{H/2\sqrt{g'H}}{\nu}$

Reynolds de flottabilité :  $Re_b = \frac{\epsilon}{N^2\nu}$

## Nombre de Richardson :

Richardson flux :  $Ri_f = \frac{-b}{b+\epsilon}$

Richardson :  $Ri_g = \frac{N^2}{S^2}$

Richardson initial en turbulence de grille :  $Ri_0 = \left(\frac{NM}{U_g}\right)^2$

## Nombre de Froude :

Froude de grille :  $Fr = \frac{U_g}{NM}$



# Chapitre 1

## Introduction

En 1843, James Prescott Joule réalisa une expérience historique qui lui permit de démontrer la possibilité de convertir de l'énergie mécanique en énergie thermique. L'expérience était constituée d'un cylindre calorifugé rempli d'un fluide visqueux dans lequel une roue à aubes permettait d'agiter le fluide. La roue à aube était actionnée par la chute d'une masse sur une hauteur connue, fixant ainsi l'énergie mécanique injectée pour mélanger le fluide. Joule put alors constater une élévation de la température du fluide uniquement due à son agitation mettant ainsi en évidence la conversion d'un travail mécanique en chaleur (énergie thermique). Les retombées de cette découverte furent nombreuses pour la thermodynamique et sont loin d'être insignifiantes pour la mécanique des fluides. En effet, le fluide, sous l'influence des aubes, est mis en mouve-

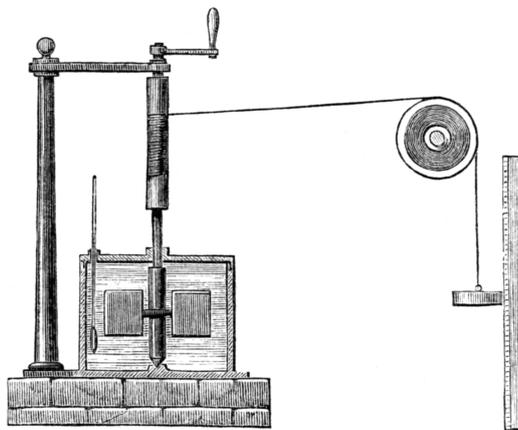


FIGURE 1.1 – **Dispositif expérimental développé par Joule en 1843** : Sur la droite de la figure une masse est reliée via une poulie au système d'agitation du fluide (roue à aube) situé à gauche de la figure dans une cuve calorifugée munie d'un thermomètre.

ment et acquiert de l'énergie cinétique. Derrière chaque aube, tout comme derrière une pagaie, se forme un écoulement présentant des tourbillons dont la taille est comparable à celle de l'aube. Ces structures sont éphémères et se dissipent ce qui signifie que leur énergie (énergie cinétique turbulente) est convertie en énergie thermique. La compréhension de ce mécanisme, qui semble simple à première vue, nécessita en réalité presque un siècle de recherche. Kolmogorov [1941] proposa finalement une réponse théorique à ce problème avec le principe de la cascade d'énergie : statistiquement l'énergie transite (cascade) des tourbillons grandes échelles vers des vortex de plus en plus petits jusqu'à

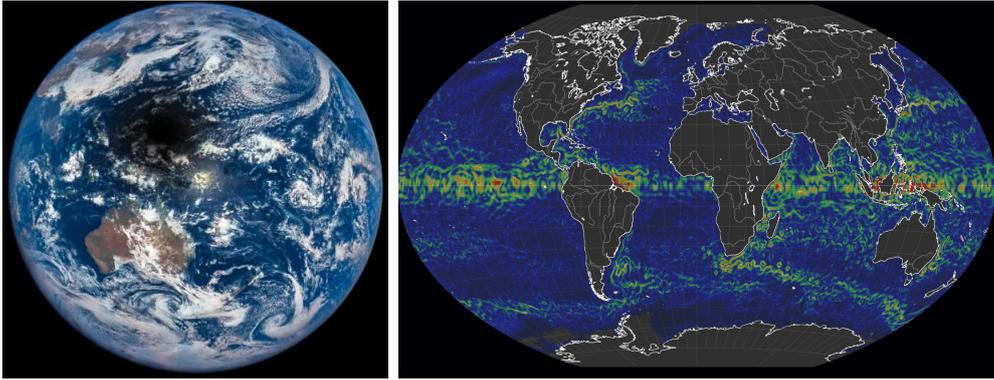


FIGURE 1.2 – **Illustration d'écoulement planétaire turbulents** : La photographie de gauche montre la turbulence atmosphérique, la représentation de droite est une visualisation des courants de surface extraite le 8 Janvier 2018 réalisée à partir des données OSCAR *Earth & Space Research*.

atteindre l'échelle de Kolmogorov où le frottement visqueux entre molécules de fluide la dissipe en chaleur.

Les écoulements dans lesquels la vitesse possède un caractère tourbillonnaire ou, autrement dit, dans lesquels la vitesse fluctue dans le temps et dans l'espace de façon aléatoire, sont dits turbulents par opposition aux écoulements laminaires. Leur caractère turbulent rend leur étude plus complexe mais pas impossible car même si la prédiction locale d'une fluctuation de la vitesse au temps long est irréalisable, le comportement statistique de ce type d'écoulement fait l'objet d'une recherche foisonnante.

Cet engouement scientifique pour la turbulence vient de la simple observation de notre environnement : que ce soit les hypnotiques volutes de fumées s'échappant d'un feu, les élégantes arabesques du lait froid versé dans un thé chaud, les forts tourbillons abandonnés dans le sillage d'un avion, ou les grandes circulations atmosphériques et océaniques, tous ces écoulements sont turbulents. Leur étude devient donc incontournable que l'on veuille fabriquer des machines servant des boissons chaudes, faire voler un avion, optimiser le trafic aérien ou prédire la météo.

Les images présentées sur la figure 1.2 illustrent la multiplicité des échelles représentées dans un écoulement turbulent. La turbulence atmosphérique, visualisée grâce aux mouvements des nuages, présente de larges structures ( $\approx 1\,000$  km) comme les anticyclones et les dépressions ainsi que de toutes petites structures de l'ordre du kilomètre. Les mêmes observations peuvent être faites à la surface de l'océan. Le défi scientifique réside dans le fait que toutes ces échelles interagissent entre elles. Par conséquent, l'étude complète d'un écoulement géophysique nécessite la prise en compte de structures dont la taille varie de plusieurs milliers de kilomètres à moins d'un millimètre : un cauchemar pour les numériciens. Actuellement, des lois d'échelles sont utilisées pour extrapoler les résultats de laboratoire dont les plus grandes échelles sont de l'ordre du mètre aux échelles planétaires alors que numériquement la dissipation liée aux petites échelles est souvent modélisée à défaut de pouvoir être résolue. À ces problèmes de modélisation des échelles, vient s'adjoindre, pour les écoulements géophysiques, une autre difficulté : leur rapport d'aspect et leur forte anisotropie. Commençons par leur rapport d'aspect : l'océan Atlantique par exemple, possède une largeur moyenne de 6000 km pour une profondeur moyenne de 3000 m : son rapport d'aspect largeur sur profondeur est le même que le rapport longueur sur épaisseur d'une feuille de papier A4 ce qui

engendre un fort confinement vertical. L'anisotropie est accentuée par la rotation de la Terre et le fait que les écoulements géophysiques sont stratifiés en densité : leur densité varie avec la coordonnée verticale (profondeur, altitude...) favorisant, d'un point de vue énergétique, les déplacements horizontaux. Un exemple de stratification atmosphérique et océanique est donné sur la figure 1.3. Ces stratifications sont caractérisées par une pulsation caractéristique  $N$  appelée pulsation de flottabilité ou encore pulsation de Brunt-Väisälä. Cette pulsation s'apparente à une pulsation de résonance pour laquelle la force de rappel est la force d'Archimède. En effet si une particule de fluide à l'équilibre à une position  $z$ , est déplacée par une perturbation, elle se retrouve dans un environnement dont la densité diffère de la sienne et est donc rappelée à sa place par la force d'Archimède. Elle est définie à l'aide du gradient vertical de densité dans le milieu  $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ , de l'accélération de pesanteur  $g$  et de la densité moyenne du fluide  $\rho_0$  :

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}. \quad (1.1)$$

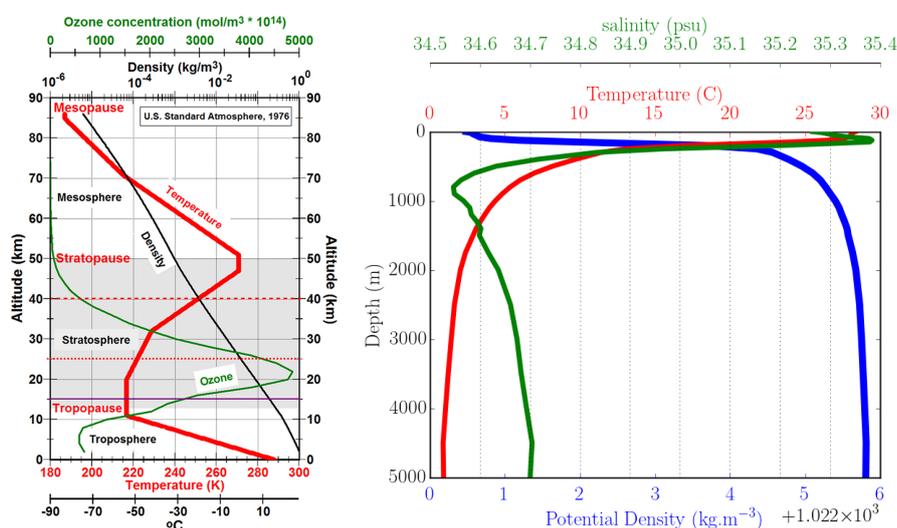


FIGURE 1.3 – **Stratification atmosphérique et océaniques** : La figure de gauche représente l'évolution de la température (en rouge), de la concentration en ozone (en vert) et de la densité (en noir) à travers les différentes couches de l'atmosphère. La figure de droite utilisant les données LEVITUS94, NOAA Climate and Global Change program pour la position 179.5E 0.5S située dans l'océan Pacifique, montre l'évolution de la température (rouge) , de la salinité (vert) et de la densité (bleu) en fonction de la profondeur.

Globalement, une stratification stable tend à limiter les échanges verticaux dans le fluide, qu'en serait-il alors de l'expérience de Joule si le fluide dans la cuve était stratifié ? Faudrait-il injecter plus d'énergie pour obtenir la même élévation de température ? La réponse à cette question est complexe et particulièrement intéressante pour comprendre le fonctionnement de notre planète.

En effet, la température sur Terre, de la plus haute atmosphère au plus profond bassin océanique, est régie par la quantité d'énergie solaire absorbée par le système *planète Terre*. Le Soleil pourtant situé à plus de 150 millions de kilomètres de notre planète est le principal moteur de notre climat. Le rayonnement solaire situé dans le visible

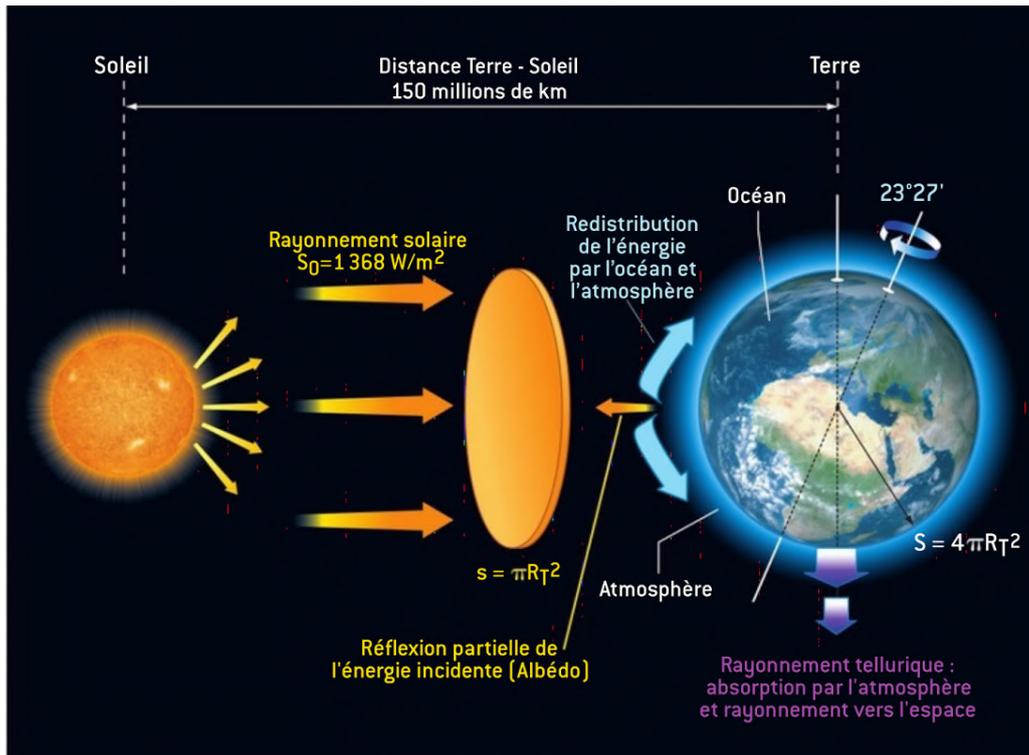


FIGURE 1.4 – **Bilan radiatif terrestre**, schéma extrait de Delmas et al. [2014]

apporte une puissance de  $1368 \text{ W/m}^2$  à la partie éclairée de la Terre, ce qui correspond à une puissance effective reçue par la planète de  $342 \text{ W/m}^2$ . Une partie de cette énergie est directement réfléchiée vers l'espace. Le reste est absorbé par la Terre et redistribué par l'océan et l'atmosphère. Assurément la Terre ne fait pas que recevoir de l'énergie sinon sa température ne ferait que croître à l'infini. Notre planète, comme tout corps gris<sup>1</sup> possédant une température non nulle, émet un rayonnement vers l'espace appelé rayonnement tellurique située dans l'infrarouge (voir la figure 1.4). L'équilibre entre les pertes et les gains d'énergie fixe l'équilibre thermique de la Terre et sa température moyenne. Notons au passage qu'une partie du rayonnement tellurique est *capturée* par les gaz atmosphériques et renvoyée vers la Terre : c'est ce qu'on appelle l'effet de serre. Une modification de cet effet engendre donc directement des répercussions sur notre climat.

Plus localement, le climat est gouverné par les flux d'échange de chaleur à la surface de la Terre. En effet, comme le montre la figure 1.5, l'énergie solaire n'est pas répartie de façon uniforme sur Terre : la majorité de cette énergie est réceptionnée entre les deux tropiques puis transportée autour de la planète par les grandes circulations (courants) atmosphériques et océaniques (voir figure 1.6 pour l'océan) qui transportent les fluides à l'image d'un système de chauffage/climatisation. Bien sûr, le système de répartition n'est pas parfait et la température du globe n'est pas homogène : il fait toujours plus chaud à l'équateur qu'aux pôles. Ces différences de température induisent des différences de densité des fluides qui entretiennent leurs circulations. Par exemple, autour de l'équateur de l'eau chaude et peu salée (dû aux forts apports d'eau douce), donc peu

1. Un corps gris est un objet qui n'absorbe qu'une partie de l'énergie électromagnétique qu'il reçoit contrairement au corps noir qui absorbe tout. Il émet lui-même un rayonnement qui ne dépend que de sa température.

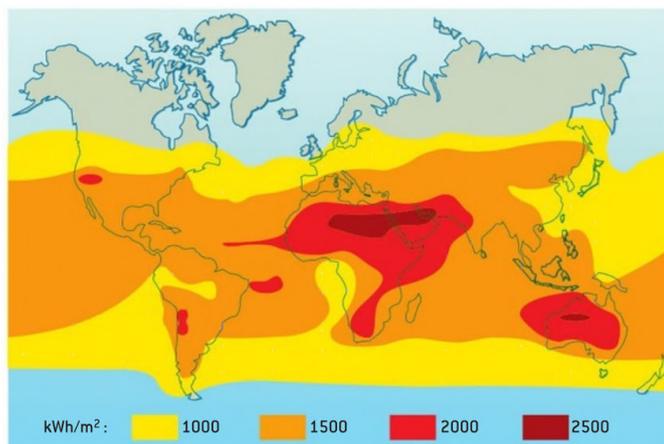


FIGURE 1.5 – Répartition de l'énergie solaire à la surface de la Terre, schéma extrait de Delmas et al. [2014].

dense, est générée. À l'inverse, aux pôles, en plus des faibles températures qui refroidissent l'eau de mer, la formation de la glace relâche dans l'océan de forte quantité de sel, générant de l'eau très dense qui vient s'écouler le long des fonds marins. Néanmoins ce procédé ne constitue pas un moteur suffisant au maintien des circulations et ne permet pas non plus d'expliquer comment l'énergie est prélevée localement pour réchauffer les océans de nos contrées situées entre les zones polaires et tropicales. D'ailleurs, comme le fait remarquer Munk [1966] le mécanisme précédemment décrit mènerait en réalité à l'établissement d'un océan-piscine d'eau froide et salée recouverte d'une fine couche de surface d'une centaine de mètres d'épaisseur, très stratifiée grâce aux échanges avec l'atmosphère. Cette situation est notamment observée dans les système clos comme les lacs et les mers fermées, tuant par la même occasion toute circulation à grande échelle. Pourtant, la contribution aux échanges thermiques planétaires de l'océan est majeure car sa capacité thermique est quatre fois plus élevée que celle de l'atmosphère et la clé de son maintien réside dans le **mélange turbulent**. Même si le rôle précis du mélange turbulent dans la génération et le maintien des circulations océaniques reste un sujet de recherche intense, une chose est sûre : le mélange des différentes masses d'eau permet l'extraction d'une partie de l'énergie contenue dans les courants marins pour maintenir la circulation, le reste est dissipé dans les différents flux qui régulent la température à la surface de la Terre.

La capacité à modéliser des écoulements océaniques est donc une des clés les plus importantes de la prédiction et de la compréhension de notre climat.

Ceci nous ramène donc à la problématique posée par l'équivalent d'une expérience de Joule en milieu stratifié : quelle est la proportion de l'énergie mécanique (cinétique) des circulations qui va être prélevée au système pour le mélanger ? Et quelle est l'efficacité de ce mélange ?

La problématique du mélange dans les fluides stratifiés n'est pas uniquement l'apanage des écoulements géophysiques (échelle planétaire) comme pourrait le laisser croire les exemples mentionnés précédemment, mais elle se décline dans une multitude d'applications industrielles et environnementales. Pour commencer en restant dans les exemples que nous procurent la nature, citons le mélange estuarien où l'eau douce des fleuves rencontre l'eau salée marine, le mélange à la confluence des rivières, ou encore la brise thermique de mer. L'industrie n'est bien entendu pas en reste et est particulièrement

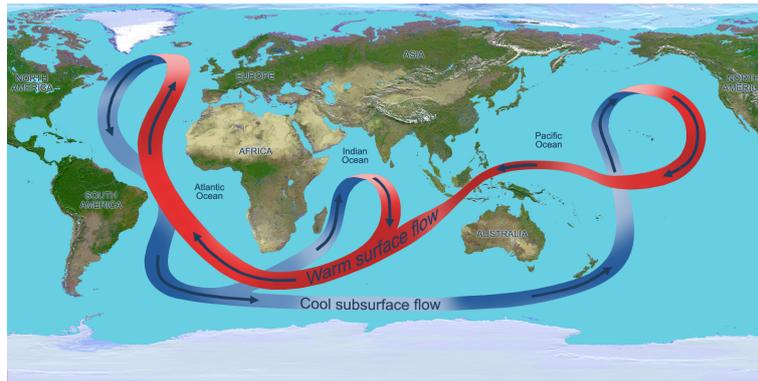


FIGURE 1.6 – **Circulation Méridionale Océanique.** Crédit schéma : NASA. En rouge, les courants chauds de surface et en bleu les courants froids profonds.

concernée par les problématiques de la dispersion (mélange) des polluants dans les fluides stratifiés, on peut citer en exemple les problématiques liées à la qualité de l'air proche des cheminées d'usine... Les industries chimiques et pétrochimiques sont particulièrement représentées dans la recherche sur le mélange stratifié. En effet, le mélange des réactifs de densités différentes est un enjeu majeur pour l'optimisation des rendements. Prenons par exemple le cas de l'extraction du pétrole, après les premières phases de forages, le pétrole sous pression est extrait des roches poreuses qui le contiennent par simple injection d'eau pressurisée dans le puits. Au fur et à mesure de l'extraction, la pression dans le puits diminue, et injecter de l'eau revient alors à pousser du miel avec un jet d'eau : seul le miel en face du jet est déplacé générant un trou dans le reste de la pâte immobile. Très vite, donc, l'injection d'eau n'est plus suffisante et des adjuvants (polymères) sont injectés dans la roche, directement avec l'eau, pour augmenter la viscosité de l'eau. Ces adjuvants ont un coût et l'industriel ne peut pas se permettre de les injecter en grand excès, leur débit et la configuration d'injection sont alors calculés pour optimiser leur mélange avec l'eau comme le présente Marais [2018].

Le mélange en fluide stratifié intervient aussi dans les systèmes comprenant des échangeurs thermiques ou dans l'élaboration des ventilations... Les exemples sont aussi variés que complexes et s'appuient largement sur les résultats de la recherche fondamentale.

Le travail présenté ici s'emploie à étudier les problématiques du mélange stratifié sous l'angle de l'efficacité de mélange et du coefficient de diffusion turbulente qui permettent de quantifier les échanges énergétiques au sein des fluides. Cette étude paramétrique s'appuie sur trois expériences de laboratoire dans lesquelles varient la vitesse de l'écoulement, la stratification, la taille et le mode de génération des structures turbulentes. Viennent compléter nos résultats, deux collaborations internationales, l'une avec le LEGI (Grenoble) et le NIOZ (Pays-Bas) sur la plate-forme Coriolis et la seconde avec l'ISMER lors d'une campagne de mesures in situ au Canada. Après une description détaillée des équations modélisant le mélange et la définition des grandeurs utiles à notre étude dans le premier chapitre de cette thèse, le second chapitre viendra appliquer ces concepts à une expérience dite de lock-exchange où la réalisation de bilans énergétiques est quasi-idéale. Cette expérience qui repose sur le mélange de deux courants de gravité opposés est caractérisée par une turbulence de fort cisaillement. Dans un troisième chapitre, nous nous intéresserons à la turbulence de grille en déclin, réputée

homogène isotrope en milieu homogène. Pour cela, deux expériences complémentaires seront présentées : la première consiste en une grille tractée dans un milieu stratifié fermé autorisant des bilans volumiques d'énergie, la deuxième, réalisée dans un canal hydraulique de 6 m de long, apportera une visualisation de l'évolution du mélange avec la distance à la source de la turbulence dans un écoulement stationnaire. Le dernier chapitre s'évertuera à mettre en perspective les résultats de laboratoire avec les mesures in situ réalisées lors de la campagne SILLEX 2017 dans l'estuaire du Saint Laurent au Québec.



# Chapitre 2

## Efficacité de Mélange

La caractérisation du mélange turbulent passe aujourd'hui par l'intermédiaire de deux paramètres non indépendants : l'efficacité de mélange et le coefficient de diffusion turbulente. L'efficacité de mélange  $\eta$  correspond au rapport entre l'augmentation de l'énergie potentielle du système causée par le mélange irréversible  $\Delta E_b$  et l'énergie cinétique turbulente injectée  $E$  :

$$\eta = \frac{\Delta E_b}{E}. \quad (2.1)$$

Le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  permet de relier le flux irréversible vertical de flottabilité à la stratification.

Ces deux paramètres forment l'une des solutions permettant la fermeture des équations de Navier-Stokes tout en présentant des aspects pratiques de description du mélange qui font l'objet de ce chapitre. L'un de leurs enjeux majeurs est la modélisation des flux d'énergie et des dissipations aux échelles où il est impossible de les calculer : comme le dépeint Mashayek et al. [2017], les échelles spatiales de dissipation et de mélange dans l'océan et l'atmosphère sont plusieurs ordres de grandeurs plus petits que les échelles les plus fines résolues numériquement par les modèles climatiques. Les mesures *in situ*, en plus d'être rares et éparses, ne descendent quasiment jamais jusqu'à la couche limite située au fond de l'océan dans laquelle, d'après Ferrari et al. [2016], le mélange est renforcé. Il est alors nécessaire et pratique de représenter les effets collectifs du mélange aux petites échelles de la salinité, de la température et de tout autre traceur à l'aide de coefficients.

Retrouver la substance théorique de ces coefficients nécessite de reprendre les équations bien connues de Navier-Stokes, les notations utilisées sont extraites de *Hydrodynamique physique* de Petit et al. [2012].

### 2.1 Équations de Navier-Stokes

Les équations des milieux continus traduisent la conservation de la masse à travers l'équation (2.2), et de la quantité de mouvement pour une particule de fluide à travers l'équation (2.3),

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \rho \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} + \rho \vec{f} \quad (2.3)$$

où  $\rho$  est la masse volumique de la particule de fluide,  $\vec{u}$  son vecteur vitesse instantanée,  $p$  la pression locale,  $\bar{\tau}$  le tenseur des contraintes surfaciques autres que les forces

de pression et  $\vec{f}$  la résultante des forces volumiques par unité de masse s'appliquant à la particule.

Nous allons ici nous intéresser à la dynamique d'un fluide incompressible et Newtonien (l'eau) présentant, de par la présence d'un soluté (sel) une variation à grande échelle de la densité selon la direction de la pesanteur (stratification), et des variations locales de densité en lien avec la dynamique de l'écoulement. Un certain nombre de simplifications s'imposent.

**Hypothèse :** Fluide Newtonien.

La première hypothèse, et certainement la plus usitée, est de négliger les variations spatiales et temporelles de la viscosité du fluide, et de considérer que les composantes du tenseur des contraintes dépendent linéairement des déformations instantanées de la particule de fluide, autrement dit, cela revient à se restreindre à des fluides Newtoniens. Ceci permet de ré-écrire le terme de divergence du tenseur des contraintes :

$$\vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} = \mu \Delta \vec{u} + \left( \xi + \frac{\mu}{3} \right) \vec{\nabla} (\text{div}(\vec{u})) \quad (2.4)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide et  $\xi$  est la viscosité dite de volume liée aux variations de volume par compression.

**Hypothèse :** Écoulement incompressible.

En supposant par surcroît  $\text{div}(\vec{u}) = 0$ , on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} = \mu \Delta \vec{u} \quad (2.5)$$

L'équation de conservation de la masse devient alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \rho = 0, \quad (2.6)$$

Notons que cette équation ne peut décrire un fluide de densité variable : c'est l'approximation de Boussinesq qui va permettre de sortir de ce paradoxe.

**Hypothèse :** Boussinesq.

Cette hypothèse émise par Boussinesq [1903] et nommée *hypothèse de Boussinesq* par Lord Rayleigh en 1916, stipule que les variations locales de densité du fluide autour de sa valeur de référence  $\rho_0$  peuvent être négligées sauf lorsqu'elles sont couplées à l'accélération de gravité  $g$ . Elle permet ainsi de sortir  $\rho_0$  des opérateurs dérivés de l'équation 2.3. La masse volumique moyenne (moyenne sur le volume complet) du fluide fera office de densité de référence et sera prise égale à  $\rho_0 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  dans le cas de l'eau salée. Pour notre étude, les forces volumiques se réduisent à la simple action de la gravité :  $\vec{f} = \vec{g}$ , l'équation (2.7) est obtenue.

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{u} + \rho_0 \vec{g} \quad (2.7)$$

L'hypothèse de Boussinesq découple également la conservation de la masse, décrite par l'équation (2.8) dans le cas incompressible, des variations de densité induites par la présence de sel et par la diffusion moléculaire. L'équation d'advection-diffusion du sel peut alors s'écrire en termes de densité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \rho = \kappa_S \nabla^2 \rho, \quad (2.8)$$

où  $\kappa_S$  est la diffusivité moléculaire du sel. L'approximation de Boussinesq consiste à conserver malgré cela la condition d'incompressibilité

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = 0 \quad (2.9)$$

et à bénéficier des simplifications mathématiques qui en découlent.

Ce système d'équations (2.7), (2.8) et (2.9), contient bien 5 inconnues 5 équations, mais comporte des non-linéarités. Le but des paragraphes qui suivent est donc de présenter une relation de fermeture qui rende compte des observations expérimentales. Dans la suite le terme  $\frac{\mu}{\bar{\rho}}$  sera noté  $\nu$  et assimilé à la viscosité cinématique.

Deux approches seront développées dans la suite : la première est une des approches les plus classiques dont l'essence est une décomposition de l'écoulement en un champ moyen et un champ de fluctuation. La seconde s'appuie elle sur des considérations énergétiques et des bilans de flux. Ces deux méthodes sont absolument nécessaires pour interpréter les résultats des études précédentes et construire la présente.

## 2.2 Décomposition de Reynolds et Modèle d'Osborn

L'équation 2.7 peut être décomposée en une équation de champ moyen et une équation pour les fluctuations, ce qui permet de mettre en évidence les effets de la turbulence. Pour ce faire les différents champs sont décomposés en utilisant la décomposition de Reynolds dans laquelle les termes en majuscules surmontées d'une barre correspondent à des moyennes spatiales et les termes en minuscules primées correspondent aux fluctuations. On obtient ainsi :

$$\vec{u} = \sum_i^3 (\bar{U}_i + u'_i) \vec{e}_i \quad (2.10)$$

$$p = \bar{P} + p' \quad (2.11)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (2.12)$$

avec  $\vec{e}_i$  les vecteurs de bases d'une base cartésienne directe dont l'axe  $\vec{e}_3$  est orienté vers le haut.

L'équation (2.7) devient alors :

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{U}_i + u'_i) + (\bar{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i) \right] = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{P} + p') + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (\bar{U}_i + u'_i) + (\bar{\rho} - \rho') g \delta_{i3} \quad (2.13)$$

Cette équation est ensuite moyennée spatialement en utilisant le fait que  $u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i = \frac{\partial}{\partial x_j} u'_j u'_i - u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} u'_j$  dont le dernier terme est nul à cause de l'incompressibilité du fluide. Afin d'éclaircir le cheminement qui suit, nous rappelons les propriétés des opérateurs de moyenne sur des champs scalaires F et G avec  $F = \bar{F} + f'$  et  $G = \bar{G} + g'$  :

$$\begin{aligned} \overline{\bar{F}} &= \bar{F}; \quad \overline{f'} = 0 \\ \overline{\bar{F}G} &= \bar{F}\bar{G} \\ \overline{f'g'} &\neq \bar{f'}\bar{g'} \end{aligned}$$

Le résultat des opérations de moyenne sur (2.13) donne :

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \bar{U}_i + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{U}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j u'_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{P} + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \bar{U}_i + \bar{\rho} g \delta_{i3} \quad (2.14)$$

La différence (2.13)-(2.14) donne :

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial t} u'_i + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i + u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{U}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j u'_i) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_j u'_i}) \right] = - \frac{\partial}{\partial x_i} p' + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} u'_i + \rho' g \delta_{i3} \quad (2.15)$$

Cette nouvelle équation est ensuite multipliée par  $u'_i$  et moyennée spatialement :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{u'_i u'_i} + \overline{u'_i \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i} + \overline{u'_i u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{U}_i} + \overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j u'_i)} = - \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} p'} + \nu \overline{u'_i \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} u'_i} + \frac{\overline{\rho' u'_i}}{\bar{\rho}} g \delta_{i3} \quad (2.16)$$

Les différents termes de (2.16) peuvent être ré-exprimés sous la forme :

$$\overline{u'_i \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i} = \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i} - \bar{U}_j u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \quad (2.17)$$

$$\overline{\bar{U}_j u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i} = \bar{U}_j \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i} = \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{e} \quad (2.18)$$

$$\overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j u'_i)} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i u'_j} - u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i} \quad (2.19)$$

$$\overline{\nu u'_i \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} u'_i} = \frac{\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \overline{u'_i u'_i} - \nu \overline{\frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i} \quad (2.20)$$

où (2.18) représente l'advection de l'énergie cinétique par le champ moyen, (2.19) la diffusion turbulente et 2.20) la somme de la dissipation et de la diffusion visqueuse de l'énergie cinétique. Dans la suite, les notations  $\epsilon = \overline{\nu \left( \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \right)^2}$ , et  $e = \frac{1}{2} \overline{u'^2}$  seront utilisées et représentent respectivement le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et l'énergie cinétique turbulente.

### 2.2.1 Modèle d'Osborn

Le modèle de Osborn [1980] est obtenu en négligeant la diffusion moléculaire d'énergie cinétique  $\nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \frac{\overline{u'_i u'_j}}{2}$  comme expliqué par Barry et al. [2001]. Le système d'équation devient finalement (2.21) :

$$-\frac{d\bar{e}}{dt} - \bar{U}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}}_{S_p} - \frac{\partial (\overline{u'_j e})}{\partial x_j} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\overline{u'_j p'})}{\partial x_j} = \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\bar{\rho}} (\overline{u'_i \rho'})}_b + \epsilon \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.22)$$

La production d'énergie cinétique turbulente  $S_p$  due au cisaillement de l'écoulement moyen, est échangée avec l'énergie potentielle.  $b$  est le flux d'advection turbulent vertical moyen instantané aussi appelé flux de flottabilité.

## 2.3 Définitions

### 2.3.1 Coefficient de Diffusion Turbulente

Le système d'équations (2.21) n'est pas fermé, par conséquent l'un des enjeux majeurs de l'étude de la turbulence est la recherche d'un modèle de fermeture.

Le modèle d'Osborn propose une solution à ce problème en introduisant  $k_z$  le coefficient de diffusion turbulente sous la forme :

$$k_z = -\frac{b}{N^2} \quad (2.23)$$

où  $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$  est la pulsation de flottabilité. Le principe de cette définition est de multiplier un flux turbulent  $b$  par une échelle de temps caractérisant la stratification.

Faisant les hypothèses que l'écoulement est stationnaire, ne comporte pas de gradient spatial d'énergie cinétique et que les corrélations pression-vitesse et de diffusion turbulente sont négligeables, on obtient une expression simple qui repose en grande partie sur l'idée qu'une partie l'énergie cinétique turbulente génère un flux de flottabilité  $b$  et que le reste est dissipé en chaleur :

$$S_p = b + \epsilon \quad (2.24)$$

Ainsi, en utilisant le nombre de Richardson de flux  $R_f = \frac{-b}{S_p}$ , une expression de  $k_z$  est obtenue :

$$k_z = \frac{R_f}{1 - R_f} \frac{\epsilon}{N^2} \quad (2.25)$$

### 2.3.2 Efficacité et Coefficient de Mélange

Le coefficient  $\Gamma = \frac{R_f}{1 - R_f}$  est appelé **coefficient de mélange**. Par définition il n'est pas borné mais les estimations Osborn [1980] donnent  $\Gamma \leq 0.2$ , où 0.2 est la valeur expérimentale mesurée par Britter [1974].  $R_f$  est aussi parfois assimilé à l'**efficacité de mélange**  $\eta$ , qui est elle bornée et varie par définition entre 0 et 1. L'efficacité de mélange  $\eta \equiv \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} \leq 0.17$ . Selon ce modèle, l'expression du coefficient de diffusion turbulente devient :

$$k_z = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}. \quad (2.26)$$

Les expressions de l'efficacité et du coefficient de mélange sont basées sur un bilan instantané de flux à travers une isopycne. Cependant ce bilan prend en compte à la fois les composantes réversible et irréversible du flux de flottabilité et peut donc induire une surestimation du mélange irréversible total. Cette approximation, justifiable dans le cas d'une turbulence forcée, est beaucoup plus incertaine dans un cas instationnaire.

Cette paramétrisation de  $k_z$  n'est pas unique et il en existe plusieurs dans la littérature. Historiquement l'une des premières formes d'équation pour le coefficient de diffusion turbulente a été définie par Tennekes et al. [1972] :  $k_z \approx u L_t$  où  $L_t$  est l'échelle intégrale<sup>1</sup> et  $u$  est l'échelle caractéristique des fluctuations de vitesse. Aujourd'hui l'une des formes les plus prisées avec la formulation d'Osborn passe par l'utilisation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente trouvé par Taylor (1935)  $\epsilon \approx \frac{u^3}{L_t}$ , ce qui donne :

---

1. Échelle en dessous de laquelle la turbulence est autosimilaire et ne dépend plus des conditions de génération.

$$k_z \approx \epsilon^{\frac{1}{3}} L_t^{\frac{4}{3}}. \quad (2.27)$$

L'avantage de la formulation d'Osborn (2.25) est qu'elle est pratique pour les expérimentateurs et les océanographes puisqu'elle ne fait intervenir que  $\epsilon$  et  $N$  qui sont des quantités mesurables grâce à des profileurs de microstructure<sup>2</sup>. Cependant, son domaine d'utilisation restreint par ses nombreuses hypothèses a suscité un intérêt pour de nouveaux développements que nous allons maintenant aborder.

Il est important de noter que toutes les grandeurs exprimées précédemment sont des grandeurs instantanées.

## 2.4 Approche Énergétique

Les grandeurs discutées jusqu'à présent sont des grandeurs locales de turbulence. Nous allons désormais nous intéresser à ce qu'il se passe à une échelle plus globale.

### 2.4.1 Définitions

Dans un volume de fluide  $V$ , différentes grandeurs peuvent être calculées à partir du champ de densité  $\rho$  et du champ de positions des particules de fluide associé, les définitions qui sont exposées dans ce paragraphe sont adaptées de Winters et al. [1995].

L'énergie potentielle totale du fluide est définie de la façon suivante :

$$E_p = g \int_V \rho z dV. \quad (2.28)$$

À cette énergie peut être associée une énergie dite de *fond*  $E_b$ <sup>3</sup> qui représente le minimum d'énergie potentielle obtenu en réarrangeant adiabatiquement les particules de fluide du volume. Adiabatique signifie ici sans échange de masse et de chaleur, autrement dit, l'état correspondant à ce minimum d'énergie est obtenu en triant les particules de fluide de la plus lourde à la plus légère. Durant cette opération, la nouvelle altitude de chaque particule est notée  $z_*$ , permettant ainsi de définir :

$$E_b = g \int_V \rho z_* dV. \quad (2.29)$$

Cette énergie ne peut qu'augmenter (où se maintenir stable dans un fluide homogène) sous l'action du mélange irréversible, qu'il soit diffusif ou turbulent. Ainsi, l'efficacité de mélange cumulée  $\eta_c$ , inspirée du modèle de Peltier and Caulfield [2003] pour  $\eta$  (valeur instantanée), se définit comme la fraction utile de l'énergie mécanique totale injectée  $E_{inj}$  dans le fluide qui est convertie en énergie potentielle de fond par le mélange irréversible. Elle peut être redéfinie en terme énergétique comme :

$$\eta_c = \frac{\Delta E_b}{E_{inj}}. \quad (2.30)$$

La conservation de l'énergie assure que  $\eta_c < 1$ .

Finalement, la différence entre l'énergie potentielle totale et l'énergie potentielle de fond représente l'énergie que pourrait libérer le fluide, s'il se réarrangeait adiabatiquement dans son état de plus basse énergie. Il s'agit donc de l'énergie maximale que

2. Microstructure Conductivity Sensor : permettant de mesurer la dissipation turbulente

3. L'indice  $_b$  vient de l'anglais background

peut échanger le fluide et est appelée énergie potentielle disponible<sup>4</sup>  $E_a$ , ce concept a été introduit pour la première fois par Lorenz [1955] et est aujourd'hui très largement répandu.

$$E_a = g \int_V \rho(z - z_*) dV \quad (2.31)$$

Le bilan complet d'énergie potentielle du fluide sous l'effet de la turbulence et de la diffusion moléculaire a été introduite par Winters et al. [1995] et représenté sur la figure 2.1. Cette figure fait état des différentes conversions énergétiques possibles. Ces échanges sont modélisés par des flux instantanés à travers les isopycnes :  $\Phi_z$  représente les échanges réversibles de masse liés aux oscillations locales de densité,  $\Phi_d$  donne le taux de variation de l'énergie de fond  $E_b$  causé par le mélange diapycnal, conversion irréversible d'énergie cinétique en énergie potentielle.  $\Phi_i$  représente le taux de conversion de l'énergie interne en énergie potentielle par l'ensemble des processus de mélange,

$$\Phi_i = \frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{\partial E_a}{\partial t} + \frac{\partial E_b}{\partial t}. \quad (2.32)$$

$\epsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique dissipée en chaleur (énergie interne). Ainsi l'énergie cinétique de l'écoulement  $E_k$  est en partie échangée avec l'énergie potentielle disponible  $E_a$ , en partie dissipée en chaleur ou échangée avec un forçage extérieur.  $E_a$  est irréversiblement convertie en énergie de fond  $E_b$  par le mélange diapycnal et l'agitation thermique. Enfin, l'énergie interne participe aussi à modifier  $E_b$  de façon irréversible.

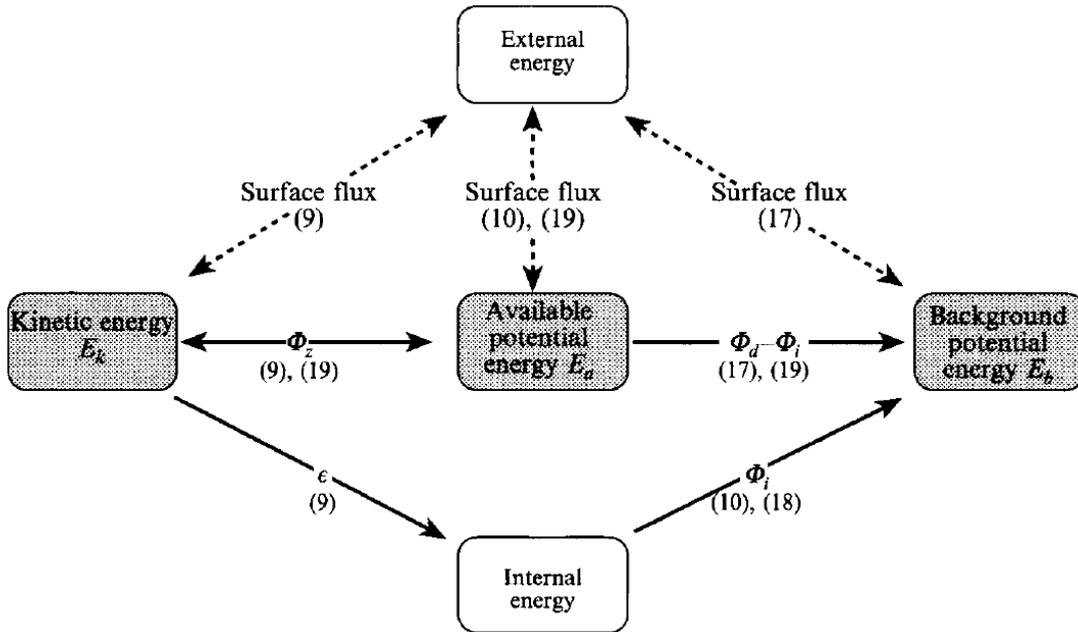


FIGURE 2.1 – Schéma des échanges énergétiques extrait de Winters et al. [1995].  $\Phi_z$  est le flux de flottabilité réversible.  $\Phi_d$  est le mélange diapycnal irréversible,  $\epsilon$  est la dissipation irréversible d'énergie cinétique et  $\Phi_i$  représente la conversion irréversible d'énergie interne en énergie potentielle.

4. L'indice  $a$  vient de l'appellation anglo-saxonne *Available potential energy*

### 2.4.2 Bilan de Flux

L'expression de  $\Phi_d$  nous est particulièrement intéressante car c'est ce flux qui fait état du mélange irréversible. Elle a été établie par Winters and D'Asaro [1996] à partir de l'équation de diffusion moléculaire de densité pour un volume de fluide  $V$  de section  $A$  contenant l'isopycne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = -\nabla \cdot \vec{F}_\rho, \quad (2.33)$$

avec  $\vec{F}_\rho = \kappa_\rho \frac{\partial \rho}{\partial z} \vec{e}_z$  le flux vertical diffusif orienté vers le haut. Les différents flux mis en jeu sont définis par rapport aux isopycnes, par exemple, le flux diffusif moyen à travers une surface d'isopycne  $S$  s'écrit :

$$\Phi_d = \frac{1}{A} \int_S \kappa_\rho \vec{\nabla} \rho \cdot \vec{n} dS \quad (2.34)$$

avec  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal à l'élément de surface  $dS$ .

Cette formulation peut être réarrangée pour faire apparaître le gradient moyen de densité, en utilisant conjointement l'incompressibilité du fluide et l'équation de diffusion. La démonstration complète a été faite par Winters *et al.* et nous nous contenterons ici d'en donner le résultat final. L'idée centrale du développement consiste à dire que la turbulence déforme les isopycnes générant des gradients locaux de densité qui sont ensuite lissés par la diffusion moléculaire, ce qui conduit au mélange. La déformation de l'isopycne de surface  $A$  engendre une augmentation de cette surface notée  $A_s$ . Le résultat est :

$$\Phi_d(z, t) = -\kappa_\rho \langle |\nabla \rho|^2 \rangle_{z_*} \frac{d\rho}{dz_*} \quad (2.35)$$

où  $\langle \rangle_{z_*}$  est une moyenne sur la surface d'intérêt  $A$ . Le coefficient diffusion turbulente effective associé à  $\Phi_d$  est  $k_z^*$  (2.36) :

$$k_z^* \equiv -\Phi_d \frac{dz_*}{d\rho} \quad (2.36)$$

Cette définition peut s'exprimer directement par une relation géométrique entre l'isopycne au repos et l'isopycne soumise à la turbulence :

$$k_z^* = \kappa_\rho \left( \frac{A_s}{A} \right)^2 \quad (2.37)$$

Un cheminement analogue a été repris par Salehipour and Peltier [2015] pour définir une efficacité de mélange calquée sur la forme de celle d'Osborn mais nécessitant uniquement l'hypothèse de Boussinesq (2.7). De la même manière, la variation de l'énergie de fond  $E_b$  sur un volume  $V$  pendant  $dt$  est liée à la variation temporelle de  $\rho^*$  (semblable à (2.33)) et relève de l'action de l'advection  $\vec{u} \cdot \nabla \rho$  et du flux diffusif :

$$\frac{dE_b}{dt} = \frac{g}{\rho_0 V} \int_V z_* (-\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho + \kappa_\rho \nabla^2 \rho) dV \quad (2.38)$$

Ce qui se décompose en réalisant une intégration par partie :

$$\frac{dE_b}{dt} = \mathcal{F}_{adv} + \mathcal{F}_{diff} + \mathcal{M} + D_p \quad (2.39)$$

avec :

$$\mathcal{F}_{adv} = -\frac{g}{\rho_0 V} \oint_S \psi \vec{u} \cdot d\vec{S} \quad (2.40)$$

$$\mathcal{F}_{diff} = \frac{g\kappa_\rho}{\rho_0 V} \oint_S z_* \vec{\nabla} \rho \cdot d\vec{S} \quad (2.41)$$

$$\mathcal{M} + D_p = \frac{g\kappa_\rho}{\rho_0 V} \int_V \frac{-|\nabla \rho|^2}{\frac{d\rho}{dz_*}} \quad (2.42)$$

$$D_p = \frac{g\kappa_\rho}{\rho_0 V} (\rho_{max} - \rho_{min}) A \quad (2.43)$$

où  $\nabla \psi = z_* \nabla \rho$ ,  $\mathcal{F}_{adv}$  est un flux advectif et  $\mathcal{F}_{diff}$  est un flux diffusif à travers les surfaces du volume considéré.  $\mathcal{M} + D_p$ , qui n'est autre que  $\Phi_d$  dans le formalisme de Winters et al. [1995], représente le mélange effectué aux petites échelles, il se compose de  $\mathcal{M}$  le mélange turbulent diapycnal et de  $D_p$  le mélange causé par la diffusion moléculaire uniquement lié à la présence d'un gradient moyen de densité dans le fluide. Par conséquent, pour obtenir une efficacité de mélange on construit le rapport entre l'accroissement de l'énergie potentielle de fond dû au mélange diapycnal  $\mathcal{M}$  et l'énergie totale engagée  $\mathcal{M} + \epsilon$  :

$$\eta_c = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M} + \epsilon} \quad (2.44)$$

## 2.5 État de l'Art et Résultats Expérimentaux

Bien que la plupart des modèles océaniques grandes échelles utilisent la paramétrisation de Osborn en fixant  $\{\Gamma, \eta\} = \{0.2, 0.17\}$  de nombreuses études s'attachent à regarder les dépendances des paramètres  $k_z$ ,  $\eta$ ,  $\Gamma$  introduits précédemment avec les caractéristiques de l'écoulement ambiant et de la stratification. Les études expérimentales peuvent être séparées en différentes catégories dépendant de la forme de la stratification et du moyen de la génération de turbulence.

Les études de Britter et al. [1983], Huq and Britter [1995], Stretch et al. [2010], Rehmann and Koseff [2004], Rottman and Britter [1986], Barrett and Van Atta [1991] et Barry et al. [2001] ont été réalisées en stratification linéaire forcée par une turbulence de grille verticale. Dans ce cas, l'efficacité de mélange  $\eta$  augmente avec le nombre de Richardson qui caractérise le rapport entre la stratification  $N$  et le cisaillement vertical  $S = \frac{du}{dz}$  :  $Ri_g = \frac{N^2}{S^2}$ .  $\eta$  diminue également avec le nombre Prandtl  $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$  où  $\alpha$  est la diffusivité thermique. Expérimentalement la valeur plafond d'Osborn  $\eta = 0.17$  est rarement atteinte dans le cas d'une turbulence de grille et  $\eta \in [10^{-3}, 10^0]$ . Quant au coefficient de diffusion turbulente adimensionné,  $\frac{k_z}{\nu^{2/3} \alpha^{1/3}}$  présente deux régimes distincts en fonction du nombre de Reynolds de flottabilité : pour de faibles valeurs de  $Re_b$  il croît linéairement pour  $Re_b > 100$ , puis croît en  $Re_b^{1/3}$ .  $k_z$  varie dans l'intervalle  $[10^{-4}, 10^{-2}] \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Les expériences de Linden [1980] ont été réalisées dans une stratification de type bi-couche forcée par une turbulence de grille horizontale et montrent que le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  décroît en loi de puissance avec le nombre de Richardson.

Le dernier type d'expériences, menées par Prastowo et al. [2008] et Hughes and Linden [2016] la stratification de type bi-couche est générée et forcée par la rencontre de deux courants de gravité. Dans ce cas, le paramètre caractérisant l'écoulement est le nombre de Reynolds Hydraulique  $Re_H$  dans lequel la vitesse de l'écoulement est reliée à la hauteur  $H$  du fluide.  $\eta$  croît légèrement avec  $Re_H$  partant de valeurs très faibles pour plafonner autour de 10% à grand Reynolds. Ce cas particulier sera discuté plus en détail dans le chapitre suivant.

Malgré leurs différences, toutes ces études, dont une partie des résultats sont présentés sur la figure 2.2, montrent que  $\{\Gamma, \eta\}$  varient en fonction des propriétés de l'écoulement.

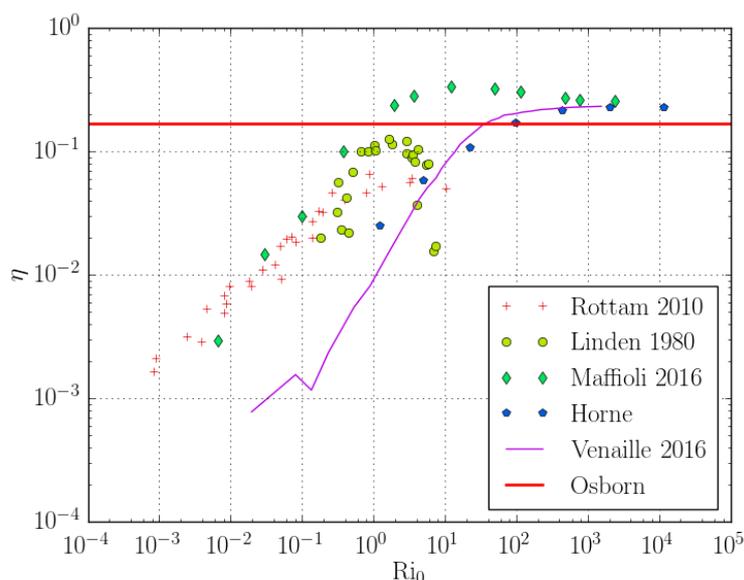


FIGURE 2.2 – Évolution de l'efficacité de mélange  $\eta$  avec le nombre de Richardson  $Ri = \frac{g\Delta\rho L}{\rho_0 u^2}$ , les ronds sont les points expérimentaux obtenus par Linden [1980] en forçant une stratification bi-couche par une grille horizontale, les croix représentent les mesures rassemblées par Stretch et al. [2010] à partir des papiers de Britter et al. [1983], Barrett and Van Atta [1991], Rehmann and Koseff [2004] et Huq and Britter [1995]. Les diamants sont le résultat des simulations numériques de Maffioli et al. [2016].

L'approche statistique développée par Venaille et al. [2017] a théorisé que la *barre*  $\eta = 0.17$  peut en réalité être dépassée dans le cas d'une turbulence homogène isotrope et que la valeur maximale atteignable serait  $\eta = 0.25$ . Ce dépassement des valeurs prédites par Osborn est aussi présent dans les simulations de Maffioli et al. [2016].

L'enjeu de cette thèse est d'expliquer les variations observées précédemment tout en élargissant le spectre des paramètres étudiés.

**Première partie**

**Cas d'un écoulement cisailé**



# Chapitre 3

## Mélange induit par un écoulement de Lock-Exchange

L'approche énergétique développée dans le chapitre précédent est particulièrement intéressante dans le cas d'un système fermé, puisque des bilans complets d'énergie sont réalisables. Nous avons choisi d'étudier un écoulement académique dit de Lock Exchange, dans lequel l'énergie injectée et l'énergie récupérée peuvent être simplement mesurées à partir des profils verticaux de densité.

### 3.1 Principes de l'expérience

Le principe de l'expérience est assez simple : une cuve est divisée en deux compartiments étanches et remplis de deux fluides de densité différente. La paroi qui sépare les compartiments peut-être retirée pour mettre en contact les fluides. L'écoulement est ainsi généré par la différence de pression hydrostatique dans les deux réservoirs et s'établit en deux courants de gravité en sens opposé : le fluide le plus *lourd* passe sous le fluide le plus *léger* dans un compartiment, et le fluide léger passe sur le fluide lourd dans l'autre. L'interface entre les deux courants est caractérisée par un fort cisaillement qui produit de la turbulence, conduisant à du mélange irréversible.

Aussi fondamentale qu'elle puisse paraître, cette expérience retrace assez fidèlement des événements de mélange que l'on peut trouver dans l'environnement. L'exemple le plus proche de notre configuration expérimentale est l'échange de masse d'eau à l'ouverture d'une écluse séparant une étendue d'eau douce et l'océan. Cette configuration a motivé de nombreuses recherches aux Pays-bas : en effet, l'augmentation du trafic maritime dans les estuaires néerlandais et la forte demande en eau douce ont rendu préoccupantes les intrusions d'eau salée lors des ouvertures d'écluse dans les zones estuariennes, une partie des recherches menées, comme celles de Uittenbogaard et al. [2015] visent à comprendre ce mélange et à trouver des solutions pour le limiter. Des exemples plus naturels existent aussi : le cisaillement généré dans l'expérience de lock-exchange se rapproche en effet de celui observé par Haren et al. [2014] dans la faille océanique Romanche, un étroit canal sous-marin reliant deux bassins océaniques dans lequel se rencontrent les eaux froides et denses venant de l'Antarctique et les eaux chaudes et moins denses de l'océan Atlantique.

Expérimentalement et numériquement, le mélange est souvent étudié dans le cas des instabilités de cisaillement telles que les instabilités de Kelvin-Helmoltz (Smyth and Moum [2012]) ou dans le cas de turbulence développée telle que les DNS de hor [2016]. Mais la configuration proposée ici reste originale dans la littérature, alors même

que l'étude de la dynamique et du mélange inhérents aux courants de gravité est florissante et très active. Cet engouement pour les courants de gravité s'explique par leur importante représentation parmi les écoulements géophysiques : les courants de turbidité, les vents katabatiques (Princevac et al. [2008]), le vent thermique venant de la mer (Reible et al. [1993]), les avalanches ou encore les éruptions volcaniques en sont autant de déclinaisons possibles. L'étude de ces phénomènes se focalise majoritairement sur la vitesse de la tête et sur l'entraînement du fluide ambiant par le courant de gravité (qui le dilue) dans le but de prédire le moment où le courant de gravité retrouve une densité neutre par rapport à son milieu de propagation et s'arrête. Le caractère instationnaire de l'écoulement ainsi que l'efficacité de mélange sont rarement étudiés.

Il faut attendre les travaux de Prastowo et al. [2008] et de Hughes and Linden [2016] pour voir apparaître un calcul d'efficacité de mélange associé aux courants de gravité. Ces deux études ont montré une légère augmentation de l'efficacité de mélange avec le nombre de Reynolds jusqu'à atteindre une valeur présumée asymptotique de  $\eta = 0.11$ . L'étude qui suit s'appuie sur ces deux publications afin d'explorer les effets de paramètres géométriques sur cet écoulement et vient y ajouter des mesures directes de coefficient de diffusion turbulente.

### 3.1.1 Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est une cuve de verre de 75 cm de large, 271 cm de long et de 48 cm profondeur. Elle est divisée en deux réservoirs de même volume par une paroi étanche (voir la figure 3.1). Au centre de la paroi, une porte de largeur  $d \in [10, 20] \text{ cm}$  peut s'ouvrir sur toute la hauteur pour mettre en contact le contenu des réservoirs. Ces derniers sont remplis avec de l'eau douce et de l'eau salée afin d'obtenir une différence de densité  $\Delta\rho$  de part et d'autre de la porte. Une fois ouverte, la porte fait office de contraction pour l'écoulement, et permet la génération de deux courants de gravité : l'un s'écoulant le long du fond de la cuve, constitué du fluide le plus dense et l'autre en surface. Ce dispositif a été légèrement modifié par la suite : quatre plaques de PVC ont été apposées de part et d'autre de la porte de  $d = 20 \text{ cm}$  de large pour former un canal étanche de 25 cm de large afin de changer le rapport d'aspect de l'écoulement.

Une sonde de type MSCTI montée sur un bras motorisé permet la mesure de la conductivité et de la température sur toute la hauteur de fluide : la sonde est déplacée verticalement à vitesse constante depuis la surface jusqu'à un millimètre du fond grâce à une unité linéaire (Head [1983]), la position de chaque mesure est enregistrée dans un tableau. Les données sont acquises via un Labjack U3 DAQ et le déplacement de la sonde est commandé via un protocole MODBUS. L'ensemble (déplacement et acquisition) est contrôlé et traité à l'aide de scripts Python (Stewart [2014]) développés durant cette thèse.

### 3.1.2 Conversion des données de la sonde en densité

Les données issues de la sonde de conductivité et de température sont en volts et doivent être converties d'abord en température et conductivité puis en densité.

**Conversion de la température :** Les données constructeurs de la sonde donnent l'équation (3.1) établissant le lien entre  $V_T$  le voltage mesuré sur la sonde de température,  $V_{offT}$  l'offset sur ce voltage et  $T$  la température dans le fluide exprimée en

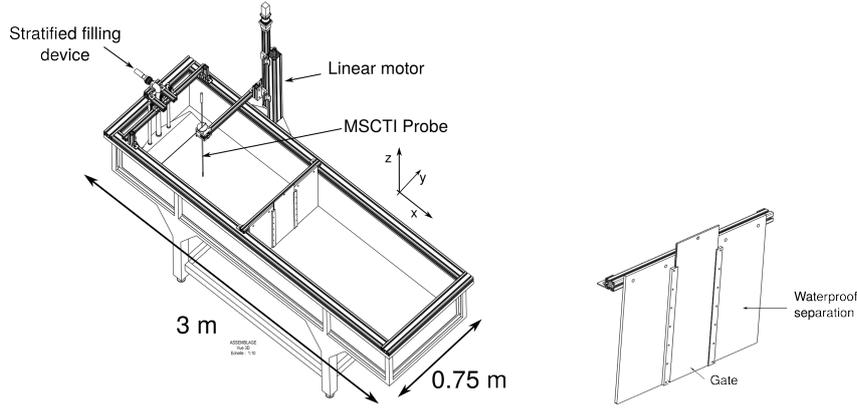


FIGURE 3.1 – **Dispositif Expérimental.** Une cuve en verre de  $L_x = 271$  cm de long,  $L_y = 76$  cm de large et 48 cm de haut est divisée en deux réservoirs pouvant être mis en contact par l'ouverture d'une porte étanche de largeur  $d \in [10, 20]$  cm. La hauteur de fluide est identique dans les deux réservoirs et avoisine les 25 cm. Une sonde MSCTI portée par un bras motorisé permet la mesure conjointe de la température et de la conductivité du fluide sur toute la colonne d'eau, données ensuite converties en profil de densité :  $\{\rho(z), z\}$ .

Kelvin,

$$T = \frac{A}{\ln(V_T - V_{offT}) - B}. \quad (3.1)$$

Une calibration utilisant plusieurs échantillons de fluide de température connue est effectuée afin de déterminer les constantes de la sonde  $\{A, B\}$ .

**Conversion de la Conductivité :** La conductivité  $\sigma$  d'une solution salée varie avec la concentration en sel mais aussi avec la température. Les contributions de ces deux paramètres doivent donc être séparées. La loi de variation de la conductivité avec la température, à salinité constante, est non-linéaire. Cependant, cette loi peut être linéarisée sur de faibles plages de températures telle que la notre comprise entre 8°C et 25°C. Les variations de conductivité avec la température à salinité constante sont de l'ordre de 2% pour une variation de 1K (voir Hayashi [2004]). L'équation (3.2) décrit l'évolution linéarisée de la conductivité avec la température :  $T_{ref}$  est une température de référence que nous prenons égale à 20 °C et  $a$  est une constante fixée à  $a = 0.02\text{K}^{-1}$ ,

$$\sigma = \sigma_{ref} (1 + a(T - T_{ref})). \quad (3.2)$$

Cet effet se traduit par une correction du voltage  $V_{\sigma_c}$  aux bornes de la sonde de conductivité de la forme

$$V_{\sigma_c} = V_{\sigma} - 0.02 (V_{\sigma} - V_{\sigma_{off}}) \Delta T, \quad (3.3)$$

où  $\Delta T = T - T_{ref}$ .

**Obtention du profil de densité :** À température fixée ( $T_{ref}$ ) une calibration linéaire permet de faire le lien entre le voltage aux bornes de la sonde de conductivité  $V_{\sigma}$ , son offset  $V_{\sigma_{off}}$  et la densité  $\rho_{T_{ref}}$  et d'obtenir les constantes (C,D)

$$\rho_{T_{ref}} = C (V_{\sigma} - V_{\sigma_{off}}) + D. \quad (3.4)$$

Lorsque la température de mesure est différente de  $T_{ref}$ , l'équation (3.4) est modifiée en remplaçant  $V_\sigma$  par  $V_{\sigma_c}$ .

La densité varie elle aussi avec la température. On estime que pour notre gamme de paramètres cette variation est d'environ  $-2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3/\text{K}$ , le passage de la densité  $\rho_{ref}$  à  $T_{ref}$  à la densité réelle  $\rho_T$  à la température  $T$  du fluide est réalisé en utilisant l'équation suivante :

$$\rho_{ref} = \rho_T(1 + 0.0002\Delta T). \quad (3.5)$$

Les calibrations nécessaires à la détermination des constantes A,B,C,D sont réalisées en utilisant comme référence les mesures de densité et de température effectuées par un densimètre portable ArtonPaar dont la sensibilité est inférieure à 0.5‰.

Ce protocole, schématisé sur la figure 3.2, permet d'obtenir des mesures automatiques de densité avec une précision d'environ 0.2% soit  $0.2 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les résultats de la conversion sont présentés sur la figure 3.3 dans le cas du profil vertical de densité dans un bi-couche.

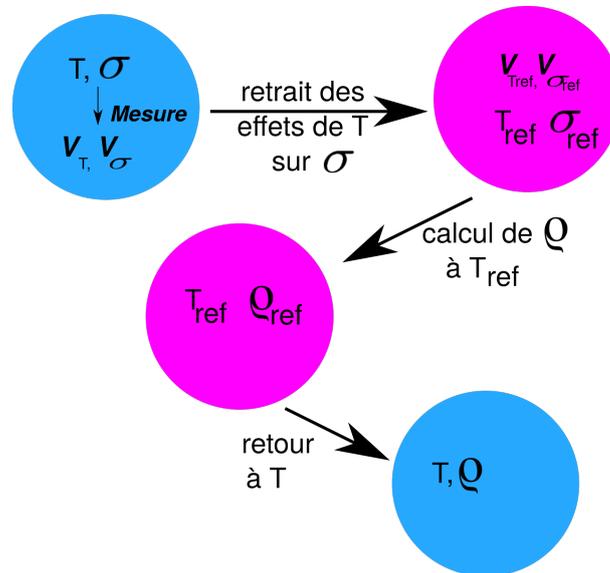


FIGURE 3.2 – Schéma du processus permettant le calcul de la densité à l'aide des relevés de sonde MSCTI.

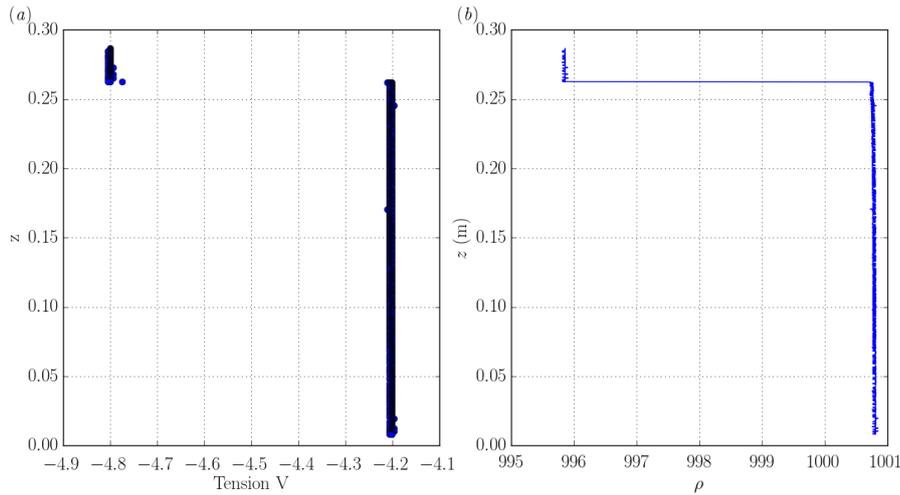


FIGURE 3.3 – Résultats de la conversion. **a)** Données brutes en Volts. **b)** Données converties.

## 3.2 Premier Cas : Courants de gravité

### 3.2.1 Protocole expérimental

Deux types d'expérience de courant de gravité ont été réalisées avec comme différence majeure, le temps de mise en contact des fluides. L'état initial est le même dans ces deux cas : deux fluides homogènes et de densité différente sont au repos de part et d'autre de la porte. L'expérience que nous appelons *temps infini* consiste à ouvrir la porte à attendre le repos complet du fluide : le système est alors dans ce que nous appellerons *l'état final* dans lequel les particules de fluides se sont réarrangées après mélange (voir figure 3.4).

La seconde expérience dite de *mélange séquencé* consiste à ouvrir la porte pour un temps court  $\Delta t \approx 30$  s et la refermer aussitôt après, l'état obtenu après que le fluide soit de nouveau au repos est un *état intermédiaire*. Dans cet état, contrairement à l'état final, les deux compartiments présentent des profils verticaux de densité différents. Après plusieurs cycles d'ouverture et de fermeture de porte, la porte est finalement ouverte jusqu'à d'obtenir l'état final de l'expérience (voir figure 3.5).

Dans la suite, la dynamique qui suit l'ouverture de la porte et qui aboutit soit à l'état final soit à un état intermédiaire est appelée **événement de mélange**.

### 3.2.2 Bilan d'énergie

La figure 3.6 illustre dans notre expérience les définitions de l'énergie potentielle  $E$ , de l'énergie potentielle de fond  $E_b$  et de l'énergie potentielle disponible  $E_a$  définies dans le chapitre précédent. Les dessins représentent l'état du fluide dans les états initial, final et intermédiaire : la colonne de gauche représente l'état réel du fluide, la colonne au centre représente l'état de minimum d'énergie associé et la colonne de droite donne l'énergie potentielle disponible. Ainsi, l'état de plus basse énergie associé à l'état initial est un bi-couche dans lequel le fluide le plus dense repose au fond de la cuve. Dans l'état final, le fluide est directement dans son état de plus basse énergie car il est au repos et toutes ses particules se sont réorganisées, il n'y a plus d'énergie potentielle disponible :  $E_a = 0$ . L'état intermédiaire est caractérisé par deux profils de densité différents de part et d'autre de la séparation, et l'état de plus basse énergie associé est obtenu en

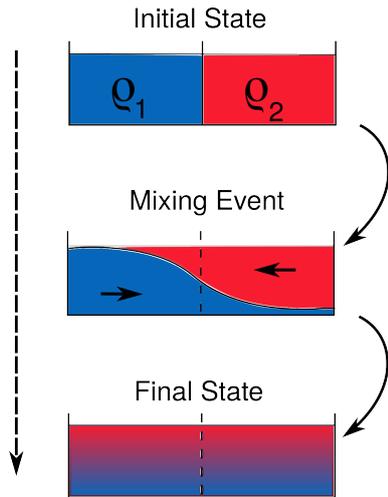


FIGURE 3.4 – Schéma du protocole expérimental pour l'expérience temps infini.

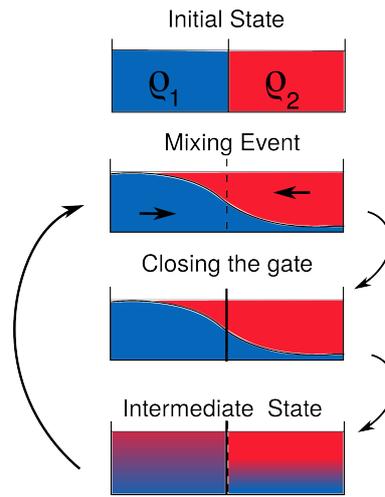


FIGURE 3.5 – Schéma du protocole expérimental pour l'expérience mélange séquentiel.

triant adiabatiquement l'ensemble des particules de fluide. Dans ce dernier cas, l'état réel du fluide est différent de celui de plus basse énergie et  $E_a \neq 0$ , ce qui permet la génération de nouveaux courants de gravité lorsque la porte est ouverte à nouveau. De manière générale, le fluide étant au repos lors de la mesure des profils de densité, la stratification mesurée dans un réservoir ne dépend pas de la position horizontale de mesure du profil de densité.

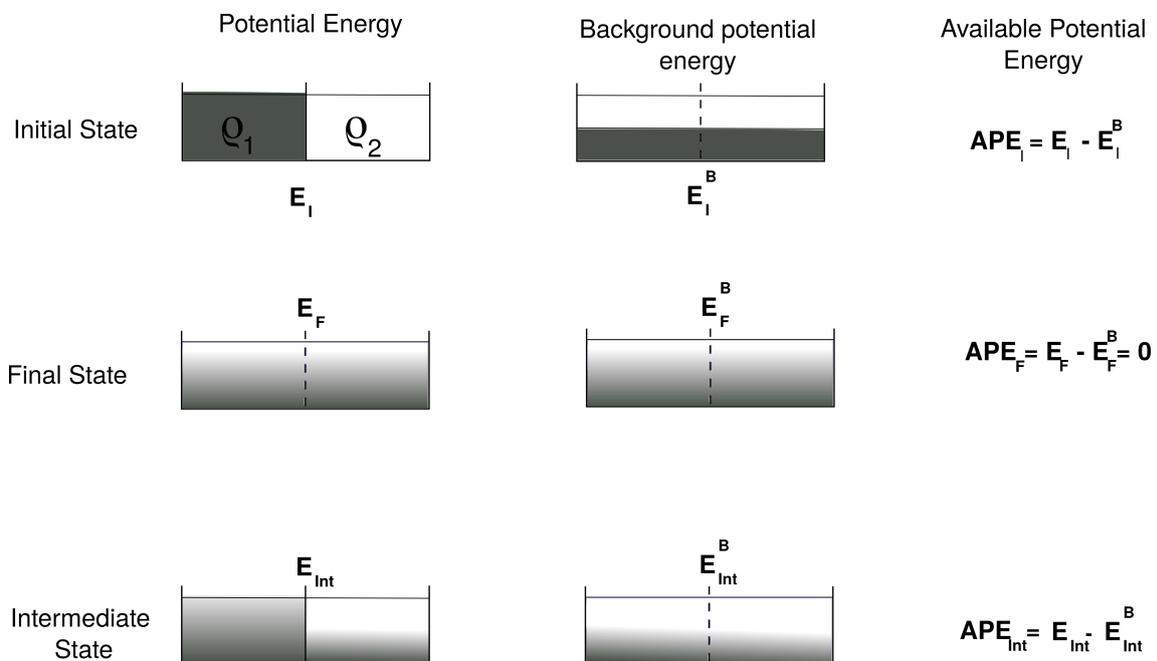


FIGURE 3.6 – Schéma de la répartition des énergie dans l'expérience : les exposants  $I$ ,  $Int$  et  $F$  réfèrent respectivement aux états initial, intermédiaire et final.  $E$  représente l'énergie potentielle totale et  $E^B$  est l'énergie de fond. La première colonne est représentée l'état réel du fluide alors que la deuxième colonne exhibe l'état d'énergie minimale associé et obtenu par réorganisation adiabatique des particules de fluide.

Les résultats des deux types d'expériences, en terme de profils de densité, sont présentés sur la figure 3.7. L'état initial est caractérisé par deux profils homogènes à deux densités distinctes. Au fur et à mesure des événements de mélange, les profils rouges et bleus s'incurvent pour venir se superposer parfaitement dans l'état final. On note la présence de deux couches non mélangées à la surface et au fond de la cuve. Ainsi, à partir des profils de densité  $\{\rho_1(z), \rho_2(z)\}$  provenant respectivement des réservoirs  $\{1, 2\}$ , l'énergie potentielle totale du système se calcule de la façon suivante (3.6) :

$$E_p = g \int_{V_1} (\rho_1 - \rho_0) z dV_1 + g \int_{V_2} (\rho_2 - \rho_0) z dV_2, \quad (3.6)$$

où  $\rho_0 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  est utilisé comme la masse volumique de référence.

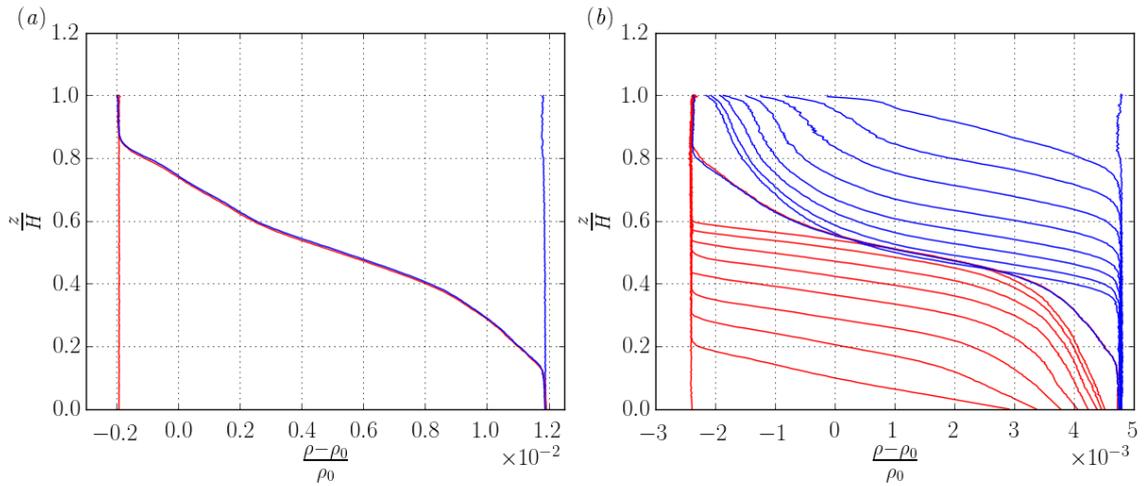


FIGURE 3.7 – **Profils de Densité** : Les courbes bleues correspondent aux profils mesurés dans la cuve contenant initialement le fluide le plus dense et les courbes rouges sont à l'inverse mesurées dans le réservoirs qui contenait initialement le fluide le moins dense. **a) Profils de densité de l'expérience temps infini. b) Profils de densité de l'expérience de mélange séquentiel.**

L'énergie de fond est obtenue en triant conjointement les profils de densité  $\{1, 2\}$ . Cette opération correspond exactement à la réorganisation adiabatique discutée dans Salehipour and Peltier [2015] et est référencée comme *Cross sorting* dans les figures :

$$\{\rho_1(z), \rho_2(z)\} \xrightarrow[\text{Sorting}]{\text{Cross}} \rho^*(z). \quad (3.7)$$

Les profils  $\rho^*(z)$  correspondant aux profils présentés sur la figure 3.7 sont présentés sur la figure 3.8. Ces profils ne sont pas tout à fait symétriques ce qui laisse présager un mélange plus important dans la partie haute de la cuve. Cette asymétrie peut s'expliquer par la différence de conditions limites entre la surface libre et un fond solide.

L'énergie potentielle de fond  $E_b$  est calculée à partir des profils triés (3.8) :

$$E_b = g \int_V (\rho^* - \rho_0) z dV. \quad (3.8)$$

Le mélange irréversible augmente l'énergie potentielle de fond mesurée entre deux profils de densité : l'énergie turbulente effectivement utilisée par le mélange irréversible

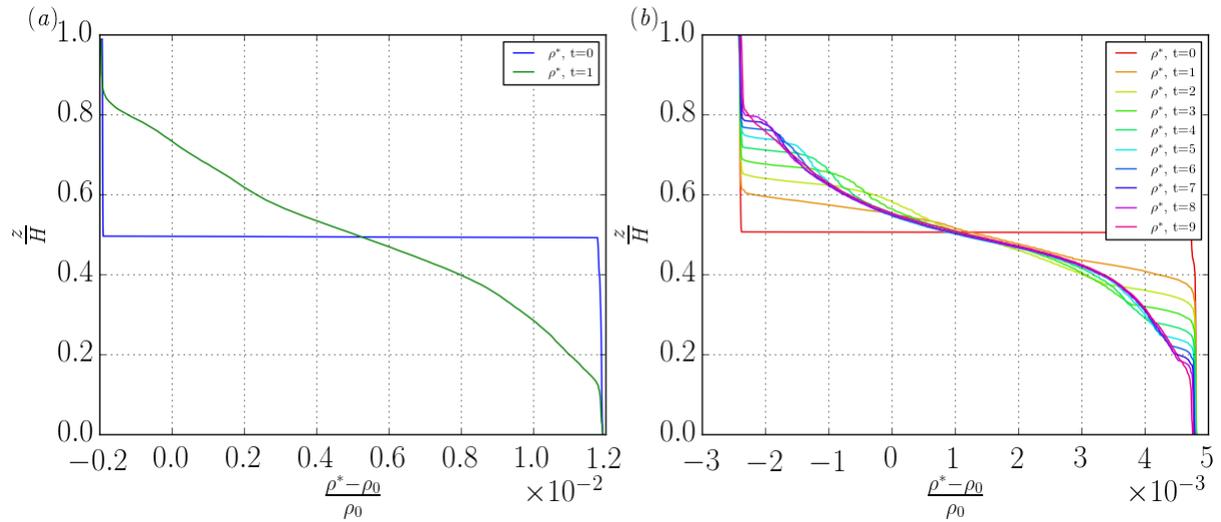


FIGURE 3.8 – *Profils de densité triés conjointement* : a) Profils correspondant à l'expérience temps infini. La courbe bleue correspond à l'état initial et la courbe verte l'état final. b) Profils correspondant à l'expérience mélange séquentiel. L'évolution en couleurs représente l'évolution temporelle des profils. La légende 0 signifie état initial. La numérotation décrit ensuite l'ordre des profils.

$E_{mix} = \Delta E_b$  correspond donc à la variation d'énergie de fond entre deux états expérimentaux. Cette énergie est prélevée de l'énergie cinétique turbulente créée et dissipée pendant un événement de mélange  $E_{diss}$ . Cette énergie correspond à la variation d'énergie potentielle disponible  $E_a$  entre l'état initial et l'état final pour l'expérience temps infini ou entre deux états intermédiaires successifs pour l'expérience de mélange séquentiel.  $E_{diss}$  se définit de la façon suivante (3.9) :

$$E_{diss} = - \left( E_a^{(k+1)} - E_a^{(k)} \right) = -\Delta E_a \quad (3.9)$$

où  $k$  et  $k+1$  sont les deux états de repos précédent et succédant l'événement de mélange considéré. Dans cette expérience,  $E_a$  est défini de la façon suivante (3.10) :

$$E_a = g \int_{V_1} (\rho_1 - \rho_0 - (\rho^* - \rho_0)) z dV_1 + g \int_{V_2} (\rho_2 - \rho_0 - (\rho^* - \rho_0)) z dV_2 \quad (3.10)$$

$$= E_p - g \int_V \rho^* z dV \quad (3.11)$$

$$= E_p - E_b \quad (3.12)$$

Il est important de remarquer ici que toutes les expressions données dans ce chapitre sont intégrées sur le temps  $\tau_{mix}$  (de l'ordre de la minute) d'un événement de mélange et que  $\tau_{mix}$  est supérieur au temps d'ouverture de la porte  $\delta t_{porte}$  (de l'ordre de la seconde).

Par conséquent, l'efficacité de mélange intégrée sur le temps,  $\eta$ , s'écrit (3.13) :

$$\eta = \frac{\Delta E_b}{-\Delta E_a}. \quad (3.13)$$

La figure 3.9 présente un exemple de répartition et d'évolution des différentes énergies considérés dans le cas de l'expérience temps infini. Elle atteste de la diminution de

l'énergie potentielle  $E_p$  liée à l'abaissement du centre de gravité du système, le fluide le plus dense en venant se placer sous le fluide le moins dense, et de l'augmentation de l'énergie potentielle de fond  $E_b$  sous l'effet du mélange irréversible. Dans l'état final,  $E_p = E_b$ , il n'y a plus d'énergie potentielle disponible :  $E_a^F = 0$ , ainsi  $-(E_a^{(\infty)} - E_a^{(0)}) = E_a^I$  et  $\eta = \frac{\Delta E_b}{E_a^I}$  ( $I$  fait référence à l'état initial,  $F$  à l'état final).

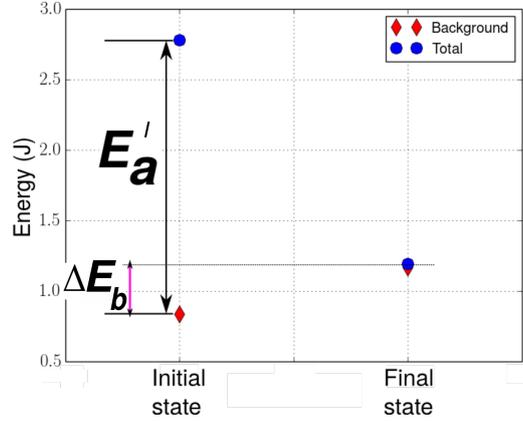


FIGURE 3.9 – **Exemple de répartition de l'énergie** Les points bleus représentent l'énergie potentielle totale  $E_p$  et les points rouges représentent l'évolution de l'énergie potentielle de fond  $E_b$  entre les états initial  $I$  et final  $F$ .

### 3.2.3 Caractérisation de l'écoulement

Avant de regarder l'influence des paramètres expérimentaux sur l'efficacité de mélange et les bilans d'énergie, nous allons, dans ce paragraphe, nous attacher à définir une grandeur caractéristique de l'écoulement, nous permettant de comparer entre-elles les différentes expériences. Pour ce faire, nous nous appuierons sur l'étude de lock-exchange de Hogg et al. [2001] qui s'est intéressé à une contraction un peu plus douce que la notre, présentée sur la figure 3.10. En reprenant les notations de cette figure, deux paramètres déterminants pour les flux de volume et de densité peuvent être définis : le rapport d'aspect  $A = \frac{H}{L}$ , et la gravité réduite  $g' = g \frac{\Delta_{1,2}\rho}{\rho_0}$ .

On fait ici l'hypothèse d'un mélange faible entre les deux couches d'épaisseur  $\delta_i$  ( $i \in \{1, 2\}$ ) de fluide de densité  $\rho_i$  telle que  $\rho_1 < \rho_2$ . Ceci est bien vérifié peu de temps après l'ouverture de la porte. L'écoulement est considéré parfait et irrotationnel.

Le lien entre les grandeurs avec et sans dimension est :

$$h_i = \frac{\delta_i}{H/2} \quad (3.14)$$

$$u_i = \frac{v_i}{\sqrt{g'H/2}} \quad (3.15)$$

$$q_i = \frac{Q_i}{B\sqrt{g'H^3/4}} \quad (3.16)$$

$$b = \frac{w}{B} \quad (3.17)$$

$$\alpha = \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (3.18)$$

On notera que dans notre expérience la largeur de l'écoulement au niveau du point de contrôle est fixée par la largeur  $d$  de la porte. Le débit dans chaque couche s'écrit :

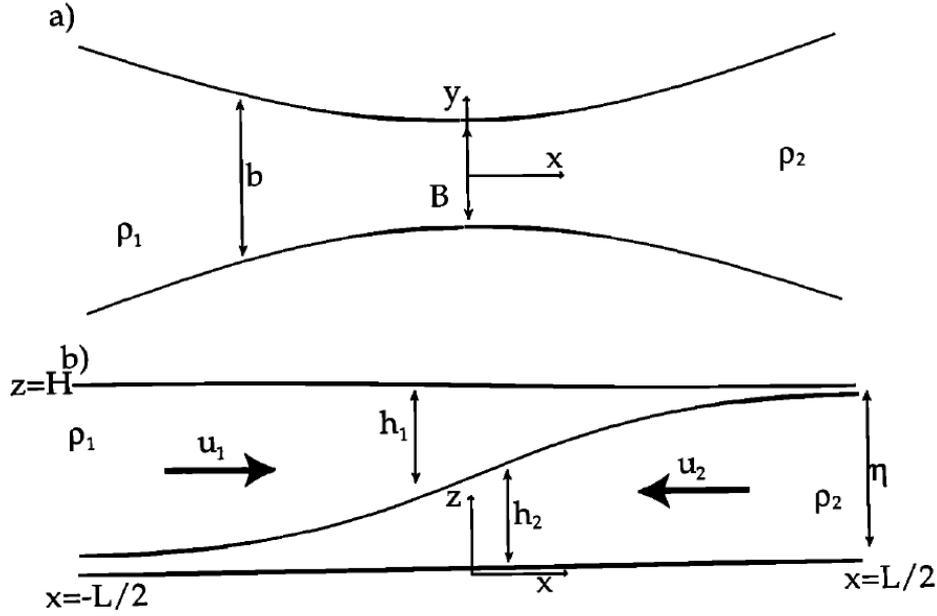


FIGURE 3.10 – **Dispositif expérimental utilisé par Hogg et al. [2001]** a) Vue de dessus de la contraction dans le canal de longueur  $L$  et de largeur minimale  $B$ . La largeur du canal dépendant de la position  $x$  est notée  $w$  et  $b = \frac{w}{B}$ . La contraction sépare deux fluides de densité respective  $\rho_1$  et  $\rho_2$ .

b) Vue de profil du canal,  $z$  est la coordonnée verticale orientée vers le haut.  $H$  est la hauteur totale d'eau dans le canal  $u_i(x)$  et  $h_i(x)$  sont respectivement la vitesse adimensionnée et la hauteur adimensionnée du fluide associées aux couches de fluide 1 et 2. La position verticale de l'interface est notée  $\eta$ .

$Q_i = wv_i\delta_i$  où  $w$  est la largeur et  $v_i$  la vitesse (dimensionnée) du fluide. Le théorème de Bernoulli appliqué à une ligne de courant de l'écoulement de la couche de surface s'écrit selon l'équation (3.19) en utilisant la condition de repos du fluide à l'extrémité gauche du canal :

$$\rho_1 g H = \frac{\rho_1 v_1^2}{2} + \rho_1 g (\delta_1 + \delta_2) \quad (3.19)$$

À l'interface l'équation (3.20) est obtenue en utilisant l'approximation que la couche supérieure est infiniment fine à l'extrême droite du canal, ce qui est également vérifié au commencement de l'expérience :

$$\rho_2 g \eta = \frac{\rho_2 v_2^2}{2} + \rho_1 g \delta_1 + \rho_2 g \delta_2. \quad (3.20)$$

On divise (3.19) et (3.20) par  $\rho_i g H$  on trouve :

$$1 = \frac{u_1^2(1 - \alpha)}{8} + \frac{h_1}{2} + \frac{h_2}{2} \quad (3.21)$$

$$\frac{\eta}{H} = \frac{u_2^2(1 - \alpha)}{8} + \frac{\alpha h_1}{2} + \frac{\alpha h_2}{2} \quad (3.22)$$

En différenciant les équations (3.21) et (3.22) on obtient les équations de conservation

de la masse :

$$\frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{1}{b} \frac{\partial b}{\partial x} \left( \frac{-u_1^2/2 + u_2^2/2 + \frac{(1-\alpha)u_1^2 u_2^2}{4h_2}}{G^2 - 1} \right) \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial x} = \frac{1}{b} \frac{\partial b}{\partial x} \left( \frac{ru_1^2/2 - u_2^2/2 + \frac{(1-\alpha)u_1^2 u_2^2}{4h_1}}{G^2 - 1} \right) \quad (3.24)$$

où  $G$  est le nombre de Froude composite défini par Armi [1986] selon l'expression :

$$G^2 \equiv \frac{u_1^2}{2h_1} + \frac{u_2^2}{2h_2} - \frac{(1-\alpha)u_1^2 u_2^2}{4h_1 h_2}. \quad (3.25)$$

L'intérêt majeur de ce développement se situe au point le plus étroit de l'écoulement où  $b = 1$  et où les deux couches de fluide sont plates :  $\frac{\partial h_i}{\partial x} = 0$  et  $\frac{\partial b}{\partial x} = 0$ , fixant ainsi le nombre de Froude composite à  $G^2 = 1$ . Ce point particulier est un point de contrôle de l'écoulement car il fixe les relations entre  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $h_1$  et  $h_2$ . Plusieurs solutions sont alors possibles pour l'écoulement, même si nous laisserons de côté le développement d'ondes internes<sup>1</sup> pour nous focaliser sur la solution hydraulique et Boussinesq. La première approximation vient du fait que pour de l'eau salée  $\alpha \approx 1$ , ce qui donne :

$$G^2 \approx \frac{u_1^2}{2h_1} + \frac{u_2^2}{2h_2}. \quad (3.26)$$

Au point de contrôle  $h_1 = h_2 = 1$  et  $\delta_1 = \delta_2 = \frac{H}{2}$ , ce qui impose l'égalité des normes des vitesses  $u_1 = u_2 = u$ . Finalement nous obtenons l'expression

$$\frac{u^2}{h} = 1. \quad (3.27)$$

Ce qui donne en dimensions :

$$v = \frac{1}{2} \sqrt{g'H}. \quad (3.28)$$

Cette expression de la vitesse est valide au centre de la contraction et il s'agit d'une vitesse caractéristique de l'écoulement que nous noterons  $U$ .

L'écoulement est alors caractérisé par son nombre de Reynolds hydraulique, défini dans (3.29)

$$\text{Re}_H = \frac{UH}{\nu} = \frac{1/2\sqrt{H}g'H}{\nu}. \quad (3.29)$$

Dans ces conditions le nombre de Richardson de l'écoulement est fixé  $\text{Ri} = \frac{g'H}{U^2} = 1$ .

### 3.2.4 Comparaisons des dispositifs expérimentaux

Il existe peu d'étude du mélange dans un écoulement de lock exchange ; nous allons comparer nos résultats aux deux références que nous avons trouvées sur le sujet, à savoir Prastowo et al. [2008] et Hughes and Linden [2016]. Ces deux expériences, bien que très proches de la notre configuration en diffèrent légèrement par la géométrie. La discussion qui suit vise donc à les comparer.

---

1. Les ondes internes sont des ondes de gravité qui se propagent à l'intérieur des fluides stratifiés.

Le rapport d'aspect horizontal de la cuve est noté  $r = \frac{L_y}{L_x}$  où  $L_x$  est la longueur de la cuve dans la direction de l'écoulement de lock-exchange, et  $L_y$  sa largeur.  $r = 1$  correspondrait à une cuve carrée dans laquelle se répand horizontalement le courant de gravité, alors que  $r \ll 1$  représente une géométrie de type canal avec un fort confinement des effets transverses.

La contraction de l'écoulement sera caractérisée par le paramètre  $c = \frac{B}{L_y}$ , où  $B$  correspond à la largeur de l'écoulement au niveau de son point de contrôle hydraulique. Dans le cas d'une porte  $B = d$  où  $d$  est la largeur de la porte ; chez Prastowo et al. [2008]  $B$  est la plus faible largeur de la contraction. La taille caractéristique de l'écoulement gravitaire est la hauteur  $H$  du fluide et est à comparer avec  $L_y$ . Le rapport  $\frac{L_y}{H}$  rend compte du confinement horizontal des structures turbulentes sachant que  $\frac{L_x}{H} \gg 1$ ,  $\frac{L_y}{H} \gg 1$  signifie que les plus grosses structures de l'écoulement peuvent se développer sur toute la largeur de l'écoulement rendant possible une turbulence 3D. À l'inverse, si  $\frac{L_y}{H} \ll 1$ , les structures sont confinées et la turbulence restera 2D.

La comparaison de ces paramètres entre les différents dispositifs expérimentaux testés sont répertoriés dans le tableau suivant :

	Micard <i>et al.</i>	Prastowo <i>et al.</i>	Hughes and Linden
$r = \frac{L_y}{L_x}$	[0.09,0.27]	0.02	0.03
$c = \frac{d}{L_y}$	[0.13,0.26]	[0.1, 0.3,0.5]	1
$\frac{L_y}{H}$	3	0.33	0.5
$Re_{Hmax}$	$5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$

### 3.2.5 Résultats : Efficacité de mélange

Ce paragraphe se focalise sur les résultats de l'expérience temps infini pour laquelle l'efficacité de mélange est aussi appelée efficacité de mélange cumulée. Les résultats ont été portés sur la figure 3.11 qui présente à la fois nos résultats expérimentaux pour les différents types de géométrie testés et les résultats des expériences similaires réalisées par nos confrères.

**Observations expérimentales :** Une première observation rapide montre que l'efficacité de mélange augmente avec le nombre de Reynolds hydraulique jusqu'à atteindre un plateau, dont la valeur dépend de la géométrie étudiée, pour un nombre de Reynolds hydraulique de transition  $Re_H^t$  qui dépend lui aussi de la géométrie. Nos expériences suggèrent un plateau à  $\eta_{lim} \simeq 0.2$ . La taille de l'ouverture  $d$  ne semble pas avoir un rôle majeur que ce soit sur  $\eta_{lim}$  ou sur  $Re_H^t$ . Par contre, le rapport d'aspect  $r = \frac{L_y}{L_x}$  affecte lui  $Re_H^t$  : dans le cas d'une porte simple  $r = 0.27$  et  $Re_H^t = 2 \cdot 10^4$ , tandis que dans le cas de la porte entourée du canal  $r = 0.09$  et  $Re_H^t = 4 \cdot 10^4$ .

Par ailleurs, l'absence de dépendance de  $\eta$  en Reynolds pour  $Re_H > Re_H^t$  s'interprète comme une transition d'un écoulement peu turbulent vers une turbulence pleinement développée où la viscosité n'a plus d'influence.

La valeur de  $\eta_{lim}$  se rapproche des valeurs mesurées en turbulence stratifiée par Zilitinkevich et al. [2013] et aux prédictions théoriques de Venaille et al. [2017].

**Discussion et comparaison avec la littérature :** L'évolution décrite dans le paragraphe précédent, l'augmentation de  $\eta$  avec  $Re_H^t$  jusqu'au plateau  $\eta_{lim}$  est aussi

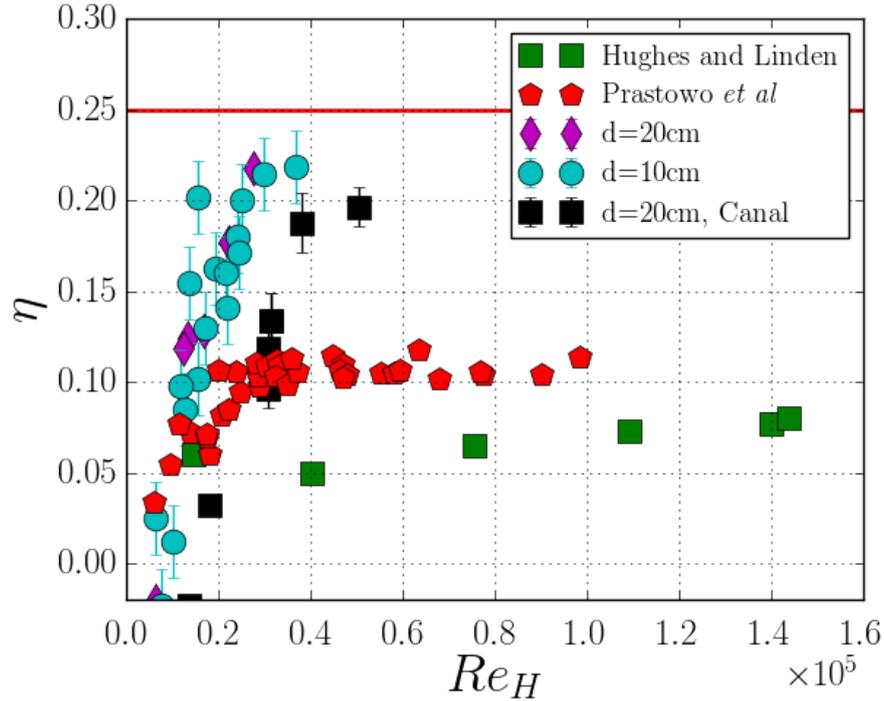


FIGURE 3.11 – **Efficacité de mélange** tracée en fonction du nombre de Reynolds hydraulique pour deux tailles de porte différentes. Les points violets et cyans sont nos points expérimentaux mesurés respectivement pour des portes de largeur  $d \in \{10, 20\}$  cm. Les points noirs ont été obtenus en créant un canal étanche de 25 cm de large autour de la porte de 20 cm. Les points verts et rouges sont respectivement les efficacités de mélange mesurées par Hughes and Linden [2016] et Prastowo et al. [2008]. La ligne rouge est la limite théorique pour l'efficacité de mélange, estimée à 0.25 par Venaille et al. [2017].

observée dans les données de Prastowo et al. [2008] et de Hughes and Linden [2016]. Cependant les couples de valeurs  $\{Re_H^t, \eta_{lim}\}$  diffèrent fortement. Les résultats ainsi que les paramètres utilisés (hors version canal de notre expérience) sont répertoriés dans le tableau ci-dessous.

	Micard <i>et al.</i>	Prastowo <i>et al.</i>	Hughes and Linden
$r = \frac{L_y}{L_x}$	0.27	0.02	0.03
$\frac{L_y}{H}$	3	[0.5, 1, 1.5]	0.5
$c = \frac{d}{L_y}$	[0.13, 0.26]	[0.1, 0.3, 0.5]	1
$Re_H^t$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$
$\eta_{lim}$	0.22	0.12	0.08
$\delta t_{porte}$	$\infty$	$\delta t_{porte} \neq \infty$	$\infty$

Les expériences comparées diffèrent donc par leurs rapports d'aspect, mais aussi par leur mode opératoire; nous allons maintenant discuter de l'impact de ces différences sur l'efficacité de mélange.

La première différence de protocole est le temps d'ouverture de la porte : en effet, dans leurs expériences Prastowo *et al.* fermaient la porte au moment où les courants de gravité venaient toucher les extrémités de leur cuve. À première vue, ceci revient

à diminuer le temps d'intégration du mélange ce qui aurait tendance à faire diminuer l'efficacité de mélange cumulée. Cependant, l'observation de l'expérience et l'étude des courants de gravité (Fragoso et al. [2013]) révèlent que le mélange est maximal au niveau de la tête du courant où se développent des instabilités de Kelvin-Helmoltz, puis diminue fortement quand le reste du fluide rejoint la tête. Dans notre cas, ceci signifie que la majeure partie du mélange s'effectue avant que le courant atteigne la paroi perpendiculaire à l'axe  $x$ . Une fois la paroi atteinte, une interface nette est formée entre les deux fluides originaux et l'échange de volume entre les deux réservoirs continue par remplissage de part et d'autre de cette interface sans grande interaction. Le mélange est alors confiné à l'intérieur de la contraction où l'interface légèrement pentue est parcourue d'instabilités qui s'atténuent avec le temps. Ce qui indique que, nous pouvons considérer que fermer la porte au moment où le fluide touche la paroi ne devrait pas affecter fortement l'efficacité de mélange cumulée.

Par conséquent, la seule explication aux différences de valeurs observées découle de la géométrie utilisée. Les premières discussions autour du rôle de la géométrie sur le mélange de courants de gravité remontent à Barr [1963] et même si les géométries qu'il a considérées ne recoupent pas les configurations décrites ici, les questions soulevées autour du rôle de cette géométrie, notamment autour de la porte, restent pertinentes pour notre étude. Les géométries utilisées par Prastowo et al. [2008] et Hughes and Linden [2016] sont très proches et conduisent à des efficacités de mélange proches de 0.1. Nos rapports  $r = \frac{L_y}{L_x}$  et  $\frac{L_y}{H}$  sont un ordre de grandeur supérieur aux leurs, autorisant le développement 3D de la turbulence. Il n'est donc pas étonnant que nous ayons des efficacités de mélange supérieures, et on notera que les valeurs limites d'efficacité de mélange augmentent directement avec le rapport  $\frac{L_y}{H}$ .

Il est important de remarquer que la limite  $\eta = 0.25$  prédite par la physique statistique, fait l'hypothèse d'une turbulence 3D isotrope dans laquelle l'énergie est équitablement répartie entre les composantes de vitesse et l'énergie potentielle. Bien évidemment, la turbulence générée par des courants de gravité, quelque soit la géométrie considérée, n'est pas complètement isotrope, mais peut être considérée comme telle en faisant l'hypothèse que malgré l'anisotropie de l'injection d'énergie cinétique aux grandes échelles (courant de gravité), il existe une isotropie locale au niveau des échelles turbulentes (plus petites) qui participent activement au mélange. Expérimentalement, les plus grandes échelles turbulentes perçues à l'œil nu grâce au gradient d'indice optique sont effectivement bien plus petites que l'épaisseur  $\frac{H}{2}$  d'une couche de fluide ce qui peut expliquer la validité de la limite  $\eta = 0.25$  dans le cadre des courants de densité non confinés latéralement.

### 3.2.6 Mélange Séquencé

Nous allons maintenant nous intéresser au cas de l'expérience du *mélange séquencé* dont le protocole est schématisé sur la figure 3.5 et les profils de densité bruts et triés sont représentés sur la figure 3.8.

Comme précédemment il est possible de calculer les différents types d'énergies potentielles à partir de ces profils. La figure 3.12 (a) est similaire à la figure 3.9 et montre une décroissance de l'énergie potentielle totale associée à une augmentation de l'énergie de fond grâce au mélange irréversible.

Dans le cas du mélange séquencé, chaque état intermédiaire possède encore de l'énergie potentielle disponible  $E_a$ . L'état final est obtenu à l'épuisement de celle-ci. Cette

énergie est dissipée d'une part dans un accroissement de l'énergie de fond  $E_b$ , d'autre part dans une dissipation de l'énergie cinétique. Ces deux quantités correspondent dans le formalisme de Salehipour and Peltier [2015] aux quantités  $W$  et  $\epsilon$ , voir équations (ref 2.41). On peut écrire :

$$-\Delta E_a = -\Delta E_p + \Delta E_b, \quad (3.30)$$

ce qui permet d'associer  $\Delta E_b$  à  $\int M dt$  et  $-\Delta E_p$  à  $\int \epsilon dt$ . On retrouve bien pour le mélange séquencé une généralisation de 3.12 aux temps finis :

$$\eta = \frac{\Delta E_b}{-\Delta E_a} = \frac{\int M dt}{\int (m + \epsilon) dt}. \quad (3.31)$$

À nouveau, on obtient une lecture directe de l'efficacité de mélange sur la figure 3.12.

**Efficacité de mélange :** La figure 3.13 représente l'efficacité de mélange cumulée au cours des événements séquencés de mélange pour différentes expériences. L'efficacité de mélange instantanée n'est pas calculable avec assez de précision du fait des trop faibles variations des énergies mises en jeu. Néanmoins, l'efficacité de mélange cumulée donne une information sur le temps caractéristique d'établissement du mélange : les courbes rouges et vertes pour lesquelles la vitesse hydraulique est plus faible, montrent qu'il faut un certain temps, correspondant à quatre événements de mélange séquencé pour atteindre l'efficacité de mélange finale (plateau). Pour des vitesses plus importantes, le maximum d'efficacité est atteint dès le premier événement. On peut même observer pour de grandes différences de densité une diminution de l'efficacité de mélange avec le nombre d'ouvertures de la porte.

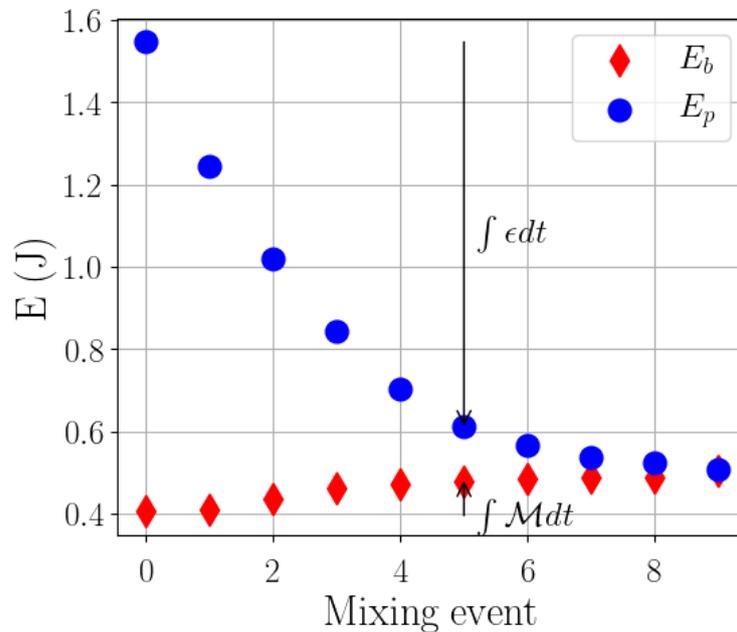


FIGURE 3.12 – **Bilan énergétique au cours des événements de mélange.** Évolution de l'énergie potentielle totale (ronds bleus) et de l'énergie de fond (diamants rouges) en fonction du nombre d'événements de mélange. Le zéro correspond à l'état initial. Chaque événement correspond à un temps d'ouverture de porte de 30s. Dans la légende,  $\Delta\rho$  est donné en  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

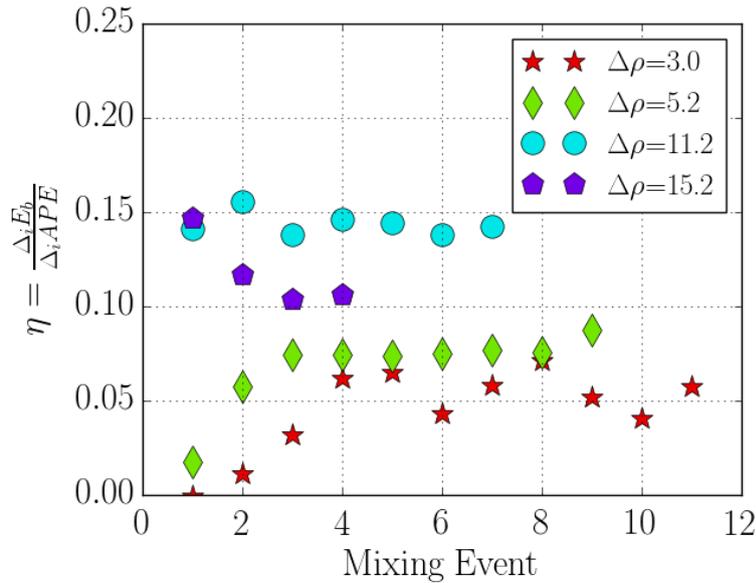


FIGURE 3.13 – **Efficacité de mélange** calculée entre chaque événement de mélange (*Mixing Event*) et de l'état initial :  $\eta = \frac{E_b^i - E_b^0}{E_a^i - E_a^0}$ .

### 3.2.7 Coefficient de diffusion turbulente

Après avoir discuté l'évolution de l'efficacité de mélange avec les paramètres de l'écoulement, nous proposons de nous focaliser maintenant sur le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ . Pour ce faire nous utiliserons les résultats issus de l'expérience de mélange séquentiel afin de raisonner sur des variations infinitésimales du champ de densité trié. Ainsi, pour un événement de mélange de durée  $\Delta t$  (temps d'ouverture de la porte), la variation de  $\rho^*$  résultant de l'action du mélange peut se linéariser (3.32) :

$$\rho^*(z, t + \delta t) = \rho^*(z, t) + \frac{\delta t}{\Delta t} \Delta \rho^*(z, \Delta t). \quad (3.32)$$

Si l'on considère que le mélange se produit par un processus de diffusion turbulente, l'équation de diffusion associée est (3.33) :

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \tilde{k}_z(z) \frac{\partial \rho^*}{\partial z} \right]. \quad (3.33)$$

Le coefficient de diffusion  $\tilde{k}_z$  introduit dans l'équation (3.33) contient à priori les effets de la diffusion turbulente et les effets de la diffusion moléculaire inhérente à la seule présence d'un gradient de densité dans le milieu. Toutefois, les temps caractéristiques de la diffusion moléculaire étant plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la diffusion turbulente et au temps d'action du mélange turbulent, nous la négligerons dans la suite et nous considérerons que  $\tilde{k}_z = k_z$ .

L'équation (3.34) est obtenue en insérant la décomposition linéaire (3.32) dans (3.33) et ajoutant la notation  $\zeta = \frac{\partial \rho^*}{\partial z}$  :

$$\frac{\Delta \rho^*(\Delta t, \delta t)}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ k_z(z) \left( \zeta(z, 0) + \frac{\delta t}{\Delta t} \Delta \zeta(z, \Delta t) \right) \right] \quad (3.34)$$

L'expression (3.34) est ensuite moyennée sur  $\Delta t$  :

$$\left\langle \frac{\Delta \rho^*(\Delta t)}{\delta t} \right\rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \frac{\partial}{\partial z} \left[ k_z(z) \left( \zeta(z, 0) + \frac{\delta t}{\Delta t} \Delta \zeta(z, \Delta t) \right) \right] d\delta t \quad (3.35)$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} k_z(z) \frac{1}{2} [\zeta(z, 0) + \zeta(z, \Delta t)]. \quad (3.36)$$

Finalement, une expression de  $k_z$  ne faisant intervenir que deux profils consécutifs triés de densité est obtenue :

$$k_z(z) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\int_0^z \Delta \rho^*(z', \Delta t) dz'}{\frac{1}{2} [\zeta(z, 0) + \zeta(z, \Delta t)]}. \quad (3.37)$$

Cette quantité est tracée sur la figure 3.14 en fonction de la hauteur adimensionnée  $\frac{z}{H}$ . Le graphique **a)** représente les profils triés utilisés pour calculer  $k_z$ . Sur ces profils, il est possible de définir une couche de mélange correspondant à la hauteur du profil comportant une stratification quasi linéaire. Par exemple, sur le profil orange, la couche de mélange commence à  $\frac{z}{H} = 0.38$  et finit à  $\frac{z}{H} = 0.6$ . Le profil initial, en rouge ne comporte lui pas de couche de mélange. Les sauts de densité marquant les limites de la couche de mélange sont calculés de façon automatique en utilisant un critère arbitraire,

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} < -10 \text{ kg m}^{-4}, \quad (3.38)$$

et sont représentés par les ronds colorés sur la figure 3.14. L'intégration permettant d'obtenir  $k_z$  est réalisée de bas en haut et de haut en bas par une méthode des trapèzes, puis les deux quantités sont moyennées pour donner la valeur présentée ici.

La figure **b)** montre que  $k_z$  n'est pas constant et varie avec la position verticale dans la cuve. La comparaison des figures de gauche et de droite, révèle que  $k_z$  est maximal aux limites de la couche de mélange, là où le cisaillement est le plus important, et tend vers 0 dans les parties où le fluide est homogène. La variation de  $k_z$  avec le cisaillement a aussi été observé par Dossmann et al. [2017] dans une stratification linéaire agitée par de la turbulence d'ondes internes (mode 1). La figure 3.16, extraite de leur article fait état d'un maximum de  $K_T = k_z$  au niveau du nœud de vitesse du mode 1 des ondes (endroit du cisaillement maximal dans leur expérience), aussi visible sur les profils de densité associés.

La figure 3.15 montre l'évolution de la valeur moyenne du coefficient de diffusion turbulente au cours des événements de mélange. Chaque profil de  $k_z$  est moyenné spatialement sur la couche de mélange définie en utilisant les sauts de densité de chacun des profils de la figure 3.14. L'évolution temporelle de ces points témoigne de accroissement de la couche de mélange au cours des ouvertures successives de la porte. La figure 3.15 atteste d'un comportement que nous n'avions pas tout à fait anticipé : le maximum de  $\bar{k}_z$  n'apparaît pas au moment où l'interface est la plus nette (événement 0) mais un peu plus tard, quand l'interface s'épaissit en une couche de mélange de quelques centimètres. Ensuite,  $\bar{k}_z$  décroît avec l'adoucissement du gradient de densité dans l'interface (donc avec l'intensité de l'écoulement). Cette observation est à mettre en relation avec l'efficacité de mélange cumulée calculée sur la même expérience et présentée sur la figure 3.13 (points verts correspondant à un  $\Delta \rho = 5.2 \text{ kg/m}^3$ ), qui montre que le maximum de  $\bar{k}_z$  correspond au maximum de  $\eta$ .  $\bar{k}_z$  décroît lorsque que l'efficacité de mélange cumulée sature.

Une explication possible du comportement observé dans la figure 3.15 est que lors des premiers évènements la stratification est forte dans la couche de mélange, ce qui limite la diffusion turbulente. Lors des derniers évènements de mélange, c'est le faible nombre de Reynolds qui limite la diffusion. Le maximum de diffusion se situe donc logiquement pour des évènements intermédiaires où les deux mécanismes sont en compétition.

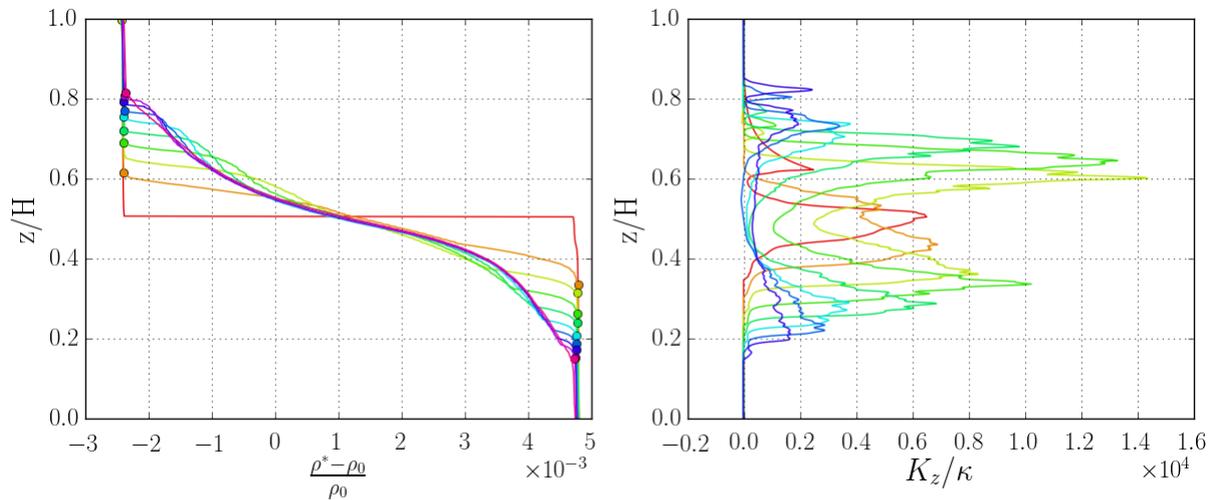


FIGURE 3.14 – Coefficient de diffusion turbulente pour une expérience de mélange séquentiel. La figure **a)** présente les profils de densité triés associés aux profils de  $k_z$  de la figure **b)**,  $\kappa = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$  est le coefficient de diffusion du sel dans l'eau. Les couleurs correspondent à des états successifs du fluide : rouge pour l'état initial, violet pour l'état final obtenu après  $\Delta t = \infty$ , et entre les deux les états se suivent en partant du orange pour aller vers le bleu foncé. Les ronds colorés sur les profils de densité correspondent aux limites hautes et basses de la couche de mélange.

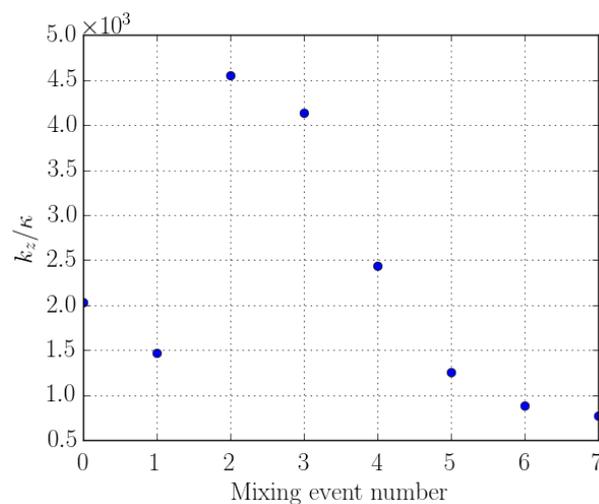


FIGURE 3.15 – Coefficient de diffusion turbulente moyen en fonction des évènements de mélange. Les profils de  $k_z$  présentés sur la figure 3.14 sont moyennés sur l'épaisseur de la couche de mélange ( $k_z \neq 0$ ).

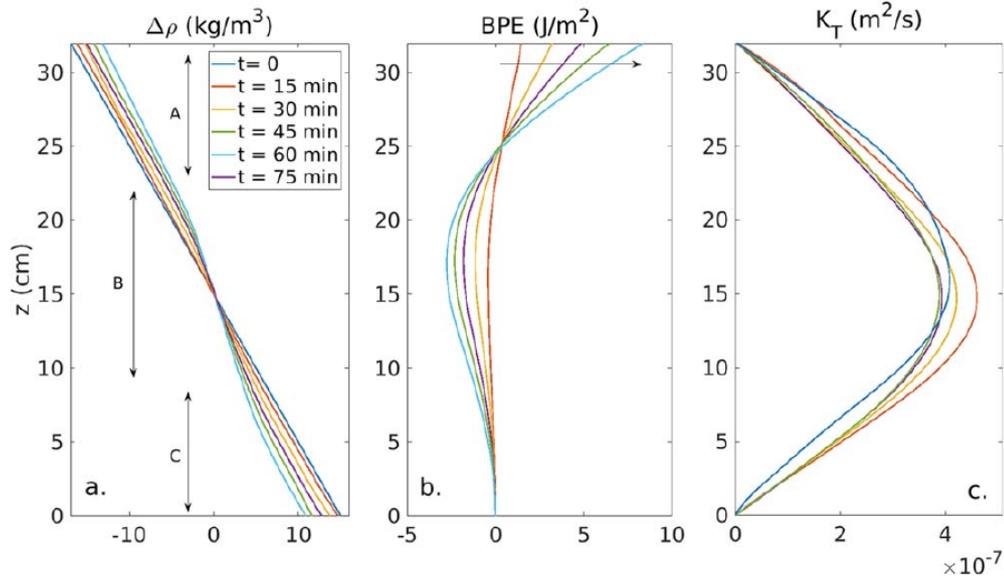


FIGURE 3.16 – **Coefficient de diffusion turbulente mesuré dans le cadre de la turbulence d’ondes.** La figure est extraite de l’article de Dossmann et al. [2017]. Le diagramme de gauche représente l’évolution temporelle des profils de densité triés  $\rho^*$ , celui du centre est une mesure des flux d’énergie potentielle de fond, et le diagramme de droite représente l’évolution de  $K_T = k_z$  avec le temps.

### 3.2.8 Conclusion et perspectives

L’efficacité de mélange que nous avons mesurée dépend bien du nombre de Reynolds hydraulique  $Re_H$  et son évolution est en accord avec d’autres expériences de la littérature : l’efficacité de mélange augmente avant d’atteindre une valeur limite au delà d’un Reynolds Hydraulique de transition  $Re_{H_t}$ . D’un point de vue quantitatif, notre expérience a permis de mettre en lumière l’influence du confinement de la turbulence sur la valeur limite atteinte par  $\eta$ . Ceci a été révélée en comparant différents types de géométries d’écoulement contraignant ou non l’expansion transverse des structures turbulentes. Il s’avère ainsi que la turbulence 2D est moins efficace pour mélanger que la turbulence 3D. Les expériences réalisées dans des canaux, pour lesquelles l’écoulement est contraint dans sa dimension latérale ( $L_y < H$ ) ne sont pas représentatifs d’un mélange turbulent tri-dimensionnel.

La deuxième partie de nos résultats repose sur l’estimation de profils de coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  dont le maximum est de l’ordre de  $k_z \approx 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  et se situe là où le cisaillement est maximal comme l’avait déjà remarqué Dossmann et al. [2017].

Les perspectives de ce travail sont de quantifier le cisaillement produit à l’interface entre les courants de gravité en réalisant des mesures de champ de vitesse par PIV (Particule Image Velocymetry). La principale difficulté de cette tâche est la présence de forts gradients de densité qui conduisent à de fortes variations locales de l’indice de réfraction du milieu. Une solution qui pourrait être mise en oeuvre est l’utilisation d’éthanol ou d’un mélange de nitrate de sodium  $\text{NaNO}_3$  et chlorure de sodium  $\text{NaCl}$  (voir Olsthoorn and Dalziel [2017]) pour modifier l’indice optique afin qu’il soit identique dans les deux réservoirs. De même une simulation numérique (LES) réalisée par

Kraig Winters du SCRIPPS à San Diego (USA) a été réalisée afin de reproduire exactement une de nos expériences. Cette simulation confirme la valeur d'efficacité de mélange cumulée que nous avons mesurée, et permettra de suivre au cours du temps l'évolution de l'efficacité de mélange et de localiser les régions les plus actives de l'écoulement.

### 3.3 Intrusion

Après avoir étudié le mélange de deux fluides séparés par une porte, nous proposons maintenant de regarder ce qu'il advient de l'efficacité de mélange si l'on ajoute un troisième fluide dans l'équation. Que ce passe-t-il lorsque l'un des deux réservoirs est rempli d'un bi-couche et l'autre réservoir d'un fluide dont la densité est comprise entre celle des deux couches du bi-couche ? Assurément, lors de l'ouverture de la porte le fluide homogène de densité intermédiaire va venir s'insérer au centre du bi-couche formant ce qu'on appelle une *intrusion*, mais qu'advient-il alors du mélange ? Autant de questions qui motivent cette étude et auxquelles nous allons désormais tenter de répondre afin d'en déduire des prédictions de mélange pour des cas plus *naturels* où un fluide homogène vient s'insérer dans une stratification linéaire, comme par exemple l'intrusion d'un front d'eau froide et douce dans une stratification estuarienne (Bourgault et al. [2016]).

Pour ce travail nous nous appuyerons sur les travaux de Sutherland and Nault [2007], Sutherland et al. [2004] et Flynn et al. [2008], qui ont décrit la dynamique des intrusions sans toutefois aborder la problématique de l'efficacité de mélange.

Cette étude a été réalisée en collaboration avec Lucile Favreau lors du printemps 2017. Lucile réalisait alors son stage de Master 2 que j'ai co-encadré avec Louis Gostiaux. Les courbes et schémas sont en partie extraits de son rapport de stage.

#### 3.3.1 Description de l'expérience

Le dispositif expérimental utilisé est la même cuve rectangulaire en verre de longueur  $L = 269$  cm, de largeur  $l = 73$  cm et de profondeur  $h = 48$  cm, représentée sur la FIGURE 3.17. La séparation étanche offre une ouverture de  $d = 20$  cm pour former, comme précédemment, deux réservoirs. Ces deux réservoirs seront désormais appelés respectivement *Cuve A* et *Cuve B*, ou réservoir A et B, de longueurs respectives  $L_A = 133$  cm et  $L_B = 136$  cm.

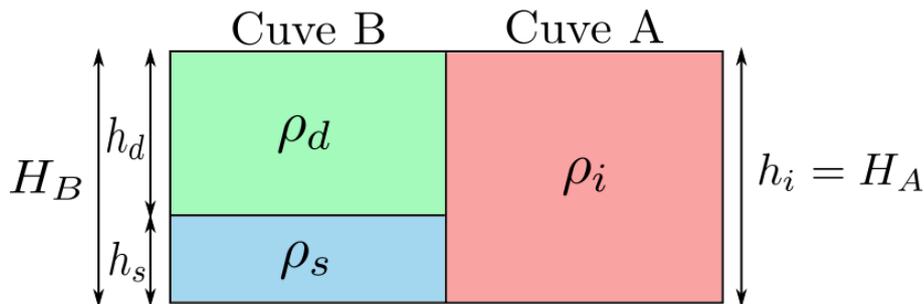


FIGURE 3.17 – **Schéma du dispositif expérimental.** La cuve B est remplie d'un fluide bi-couche, les couches de hauteur respective  $h_s$  (salée) et  $h_d$  (doux) et de densité  $\rho_s$  et  $\rho_d$  ont une hauteur cumulée  $H_B$ . La cuve A, est remplie d'un fluide homogène de densité intermédiaire  $\rho_i$  et de hauteur  $H_A$ .

Le réservoir B est rempli d'un bi-couche (stratifié en sel) dont les masses volumiques des couches du dessous et de surface sont respectivement  $\rho_d$  et  $\rho_s$  avec  $\rho_d < \rho_s$  ( $d$  pour douce,  $s$  pour salée) et de hauteur respective  $h_s$  et  $h_d$ . Pour obtenir des fluides de masse volumique variable, de l'eau du robinet et du sel en pastilles sont mélangés dans une cuve externe. Le fluide le moins dense est d'abord injecté au fond de la cuve, puis une pompe reliée à une buse d'injection au fond de la cuve permet de venir glisser le fluide plus dense en dessous de la première couche.

On note  $H_A$  et  $H_B$  les hauteurs de fluide totales contenues initialement dans les cuves A et B. De manière générale,  $H_A \simeq H_B \simeq H \simeq 26$  cm. Le déroulement de l'expérience est présenté sur la figure 3.18. À l'instant initial  $t = 0$ , la porte séparant les deux cuves est ouverte et le fluide de masse volumique intermédiaire  $\rho_i$  se déverse dans la cuve B au niveau de l'interface entre les deux fluides de masses volumiques  $\rho_d$  et  $\rho_s$  et les couches de fluides contenues dans B viennent fermer le bilan de flux dans A générant ainsi une intrusion.

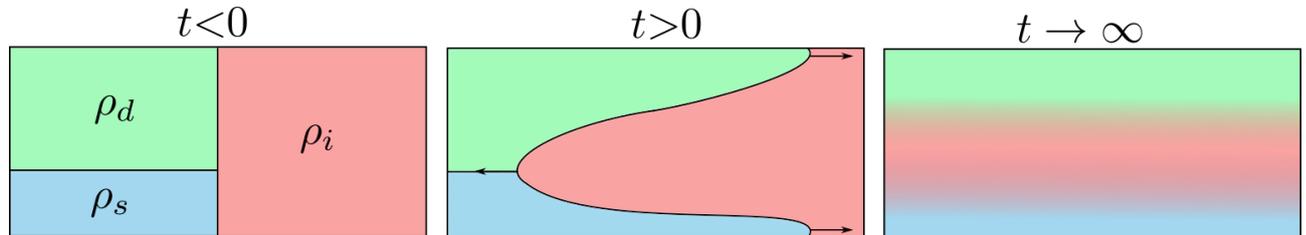


FIGURE 3.18 – Trois schémas de la cuve représentant l'évolution temporelle de la stratification et de l'écoulement. Le premier représente l'expérience avant ouverture de la porte ( $t < 0$ ), le second se place après ouverture de la porte ( $t > 0$ ) et le dernier présente l'équilibre ( $t \rightarrow \infty$ ). Les flèches indiquent le sens de propagation de chaque masse de fluide.

Au cours de l'ouverture, les fluides se réarrangent pour atteindre l'état d'équilibre (repos) à  $t \rightarrow \infty$  dans lequel les stratifications sont identiques dans les deux réservoirs (figure 3.18,  $t \rightarrow \infty$ ).

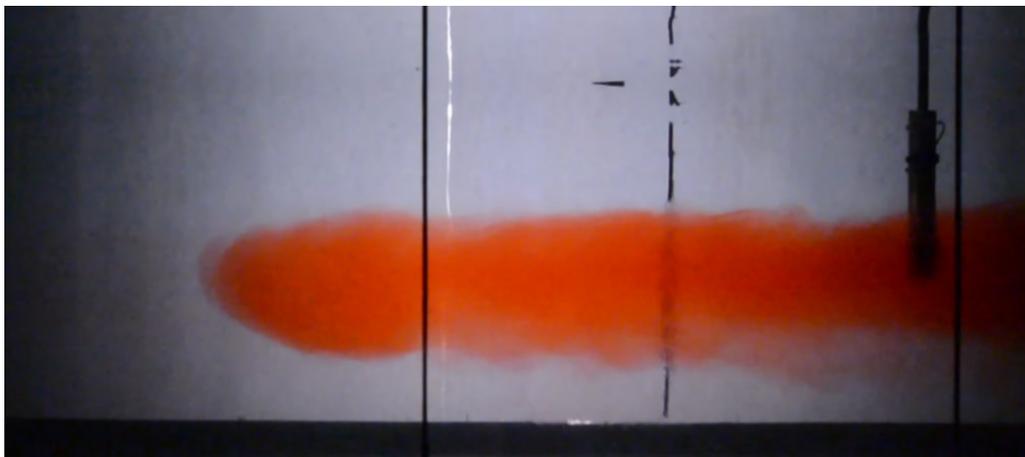


FIGURE 3.19 – Image d'une intrusion de fluide (rouge) se propageant dans la cuve B entre deux fluides de masses volumiques différentes (transparents) après ouverture de la porte séparant les deux cuves ( $t > 0$ ).

Les profils de densité obtenus sont présentés sur la figure 3.20, on y retrouve initialement un fluide de masse volumique homogène  $\rho_i$  (courbe rouge) et la cuve B contient deux fluides de masse volumique  $\rho_d$  et  $\rho_s$  (courbe bleue). Le saut de densité du bicouche, bien que s'étendant sur quelques millimètres, peut-être considéré comme une interface nette. L'état final se compose d'une stratification identique dans les deux réservoirs conservant une partie des caractéristiques des fluides initiaux : la position de

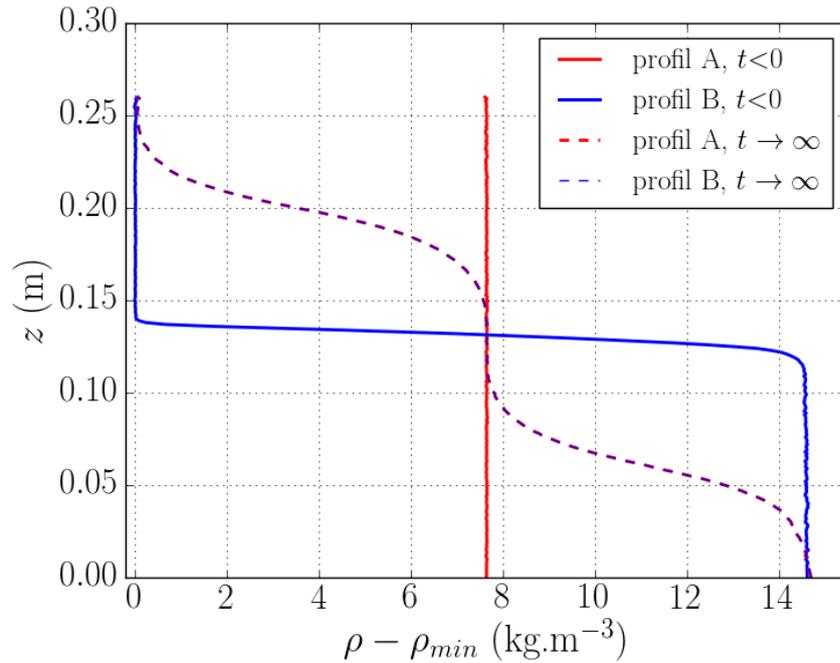


FIGURE 3.20 – **Exemples de profils de masse volumique** :  $\rho - \rho_{min}$  en fonction de la profondeur dans la cuve  $z$ , avec  $\rho_{min}$  la valeur minimale de la masse volumique, ici égale à  $997.7 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et  $z = 0$  correspondant au fond de la cuve. Ici, les masses volumiques avant ouverture de la porte sont telles que :  $\rho_d = 997.7 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $\rho_i = 1005.4 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et  $\rho_s = 1012.5 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Les profils initiaux sont représentés en trait plein et les profils finaux en pointillés (rouge pour la cuve A, bleu pour la cuve B). Les profils finaux bleu et rouge sont superposés, signifiant que l'état final est bien établi.

l'interface de l'état initial est marquée par la présence de fluide de densité  $\rho_i$ , vérifiant ainsi l'hypothèse que l'intrusion se fait à cet endroit. De même, le fond de la cuve est à la densité  $\rho_s$  alors que la surface est à  $\rho_d$ . Le reste du fluide présente des densités intermédiaires signifiant que le fluide a été soumis au processus de mélange.

### 3.3.2 Paramètres d'investigation

Cette expérience est légèrement plus complexe que le cas du Lock-Exchange de deux fluides homogènes : le nombre de paramètres influant sur le système est plus grand que la simple différence de densité entre les deux réservoirs. En effet, la hauteur de l'interface accueillant l'intrusion peut avoir une certaine influence sachant que les conditions limites (effets de bords) diffèrent entre le haut et le bas (surface libre et fond solide). De même, la densité du fluide composant l'intrusion  $\rho_i$  n'est pas nécessairement au centre de l'intervalle  $[\rho_d, \rho_s]$ , et sa proximité relative avec l'une des bornes influe sur la position du barycentre de l'expérience et donc potentiellement sur l'écoulement. Pour prendre en compte ces phénomènes nous avons dessiné trois paramètres décrits ci-dessous.

**Effet de la position de l'interface :**

$$p_H = \frac{h_s}{H_B} \quad (3.39)$$

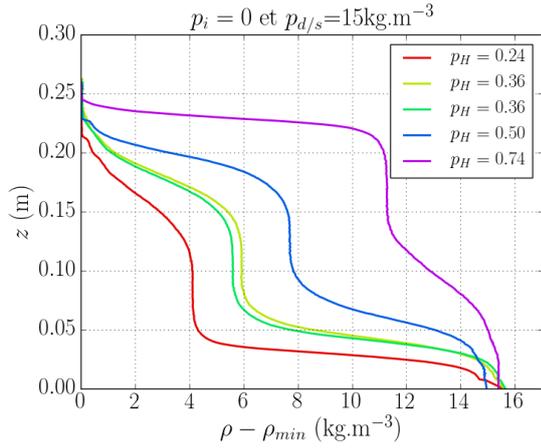


FIGURE 3.21 – Profils verticaux de masse volumique auxquels on a soustrait leur valeur minimale  $\rho_{min}$  par souci de visualisation. Ces profils sont mesurés à l'état final  $t \rightarrow \infty$  pour plusieurs valeurs de  $p_H$  : 0.24, 0.36, 0.50 et 0.74. Les paramètres  $p_{d/s}$  et  $p_i$  sont fixés respectivement à  $15 \text{ kg.m}^{-3}$  et 0 (voir ci-dessous).

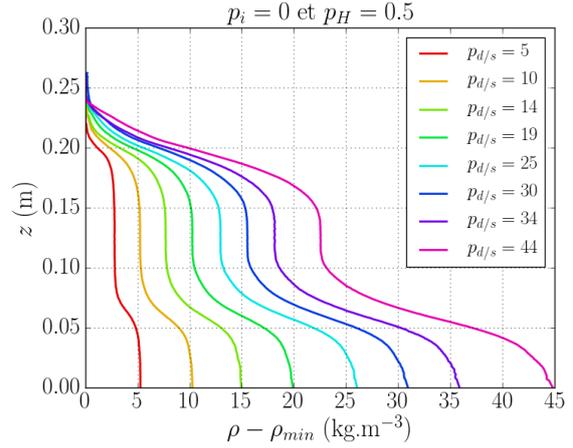


FIGURE 3.22 – Profils verticaux de masse volumique auxquels on a soustrait leur valeur minimale  $\rho_{min}$  par souci de visualisation. Ces profils sont mesurés dans l'état final  $t \rightarrow \infty$  pour plusieurs valeurs de  $p_{d/s}$  comprises entre 5 et  $44 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les paramètres  $p_H$  et  $p_i$  sont fixés respectivement à 0.5 et 0.

avec  $H_B = H$ . Ce paramètre peut physiquement varier entre 0 et 1 mais nous avons choisi un intervalle réduit :  $p_H \in [0.25, 0.75]$  afin de pouvoir distinguer clairement les différentes couches de fluide et s'éloigner du cas de courant de gravité traité précédemment.

**Effet des valeurs relatives des densités :** Dans un premier temps, la différence de masse volumique entre les deux fluides contenus dans la cuve B sera notée  $p_{d/s}$ <sup>2</sup> :

$$\boxed{p_{d/s} = \Delta_{ds}\rho = \rho_s - \rho_d}. \quad (3.40)$$

Dans les expériences réalisées le paramètre  $p_{d/s}$  varie entre 5 et  $45 \text{ kg.m}^{-3}$ .

La masse volumique  $\rho_i$  peut elle aussi varier et prendre différentes valeurs dans l'intervalle  $[\rho_d, \rho_s]$ . On considère pour cela un paramètre qui fait intervenir  $\overline{\rho_B} = \frac{h_d\rho_d + h_s\rho_s}{H}$ , la masse volumique moyenne des fluides contenus dans la cuve B, d'où :

$$\boxed{p_i = \frac{\rho_i - \overline{\rho_B}}{\rho_s - \rho_d}}. \quad (3.41)$$

Avec ce paramètre, nous considérons la variation de la masse volumique du courant de gravité relativement à la masse volumique moyenne du milieu dans lequel il se propage. Ce paramètre est physiquement contraint à varier entre -0.5 et 0.5. Pour des raisons pratiques nous considérerons uniquement des variations entre -0.35 et 0.35.

2. Notons que le paramètre  $p_{d/s}$  aurait pu être adimensionné en le divisant par une masse volumique de référence  $\rho_0$  choisie arbitrairement égale à  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ceci n'a pas été fait pour simplifier la lecture.

**Effets des différents paramètres sur les profils finaux de densité :** La variation de  $p_H$  est présentée sur la figure 3.21, des profils de masses volumiques sont représentés à l'état final ( $t \rightarrow \infty$ ) pour plusieurs valeurs du paramètre  $p_H$ . Pour chacun des profils, la valeur minimale de masse volumique  $\rho_{min}$  a été soustraite afin de pouvoir les comparer. Plus le paramètre  $p_H$  augmente, plus l'intrusion se fait haut dans la cuve. On constate que la masse volumique intermédiaire  $\rho_i$  augmente également avec  $p_H$  sur ces profils. Ceci s'explique par le choix de fixer un autre paramètre  $p_i = 0$ , défini ci-dessous.

Sur la figure 3.22, une sélection de profils de masses volumiques sont représentés à l'état final ( $t \rightarrow \infty$ ) pour plusieurs valeurs du paramètre  $p_{d/s}$ . Ici aussi, la valeur minimale de chaque profil  $\rho_{min}$ , est soustraite à chaque profil afin de pouvoir les comparer facilement. Logiquement, c'est la différence entre les masses volumiques  $\rho_d$  et  $\rho_s$  qui augmente avec  $p_{d/s}$ . Sur cette figure, on constate que l'intrusion se fait toujours à la même hauteur car le paramètre  $p_H$  est fixé et on voit que la masse volumique  $\rho_i$  est toujours à mi-chemin entre  $\rho_d$  et  $\rho_s$ , ce qui s'explique par le choix de fixer le dernier paramètre  $p_i = 0$ .

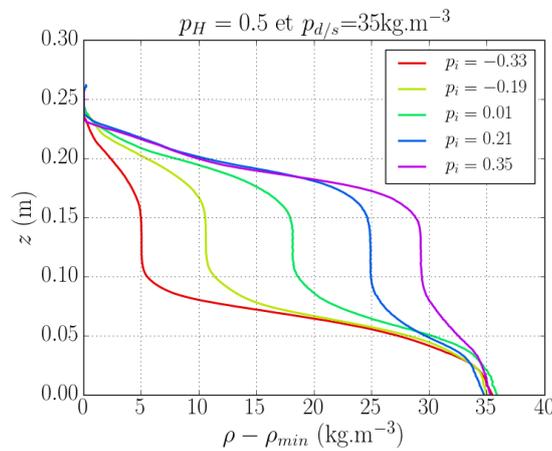


FIGURE 3.23 – Profils verticaux de masse volumique auxquels on a soustrait leur valeur minimale  $\rho_{min}$  par souci de visualisation. Ces profils sont mesurés dans l'état final  $t \rightarrow \infty$  pour plusieurs valeurs de  $p_i$  : -0.33, -0.19, 0, 0.21 et 0.35. Les paramètres  $p_H$  et  $p_{d/s}$  sont fixés respectivement à 0.5 et  $35 \text{ kg.m}^{-3}$ .

L'influence du paramètre  $p_i$  est représenté sur la figure 3.23. Comme précédemment, les profils finaux sont ajustés pour pouvoir être comparés. On remarque que lorsque  $p_i = 0$ ,  $\rho_i$  est à mi-chemin entre  $\rho_d$  et  $\rho_s$ , pour  $p_i < 0$ ,  $\rho_i$  est plus proche de  $\rho_d$  que de  $\rho_s$ , et inversement pour  $p_i > 0$ .

### 3.3.3 Estimation du nombre de Reynolds de l'écoulement

Dans un premier temps, nous avons mesuré expérimentalement la vitesse de front de l'écoulement  $U$  en estimant que cette vitesse caractérisait globalement l'écoulement dans chacune des trois couches de fluide. Il s'agit de la vitesse de front de l'intrusion

$$U = \frac{D}{\Delta t} \quad (3.42)$$

avec  $\frac{\delta U}{U} \simeq \frac{\delta \Delta t}{\Delta t}$ , et  $\Delta t$  est le temps mis par l'extrémité du courant de gravité pour parcourir une distance  $D$  connue et repérée sur la cuve par des traits au marqueur. Ces

marques noires sont d'ailleurs visibles sur la figure 3.19. La précision de cette méthode de mesure est limitée par les erreurs de parallaxe mises en jeux lors du repérage de la position du front. L'incertitude engendrée est estimée à environ une seconde  $\delta\Delta t \approx 1$  s.

Cette vitesse peut être comparée aux résultats des prédictions théoriques développées par Holyer and Huppert [1980] par extension de la théorie de Benjamin [1968] sur les courants de gravité. Le principe de la démonstration se base sur l'application de conservation de la masse et du moment cinétique à l'intrusion, qui est considérée comme stable et sans perte d'énergie. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, Sutherland et al. [2004] simplifient l'expression de la vitesse d'un courant de gravité entre deux couches de fluides donnée par les équations de Holyer et Huppert pour donner l'expression (3.43)

$$U_{th} \simeq \frac{1}{4} \bar{H} \sqrt{g \frac{p_{d/s}}{\rho_0} H} \left( 1 + \frac{2\Delta}{\bar{H}^2} p_i + \frac{1 - 2\Delta^2}{\bar{H}^4} p_i^2 \right) \quad (3.43)$$

avec  $\bar{H} = 2 \frac{(h_s h_d)^{1/2}}{H}$  et  $\Delta = \frac{h_d - h_s}{H}$ . On constate que les 3 paramètres définis plus haut apparaissent dans l'expression de la vitesse de l'intrusion car  $\Delta = 1 - 2p_H$ . Lors de l'étude de la variation du paramètre  $p_{d/s}$ , on a  $p_i = 0$  et  $p_H = 0.5$ , ce qui entraîne  $\Delta = 0$ . Ainsi, l'expression proposée par Sutherland se simplifie :

$$U_{th} \simeq \frac{1}{4} \sqrt{\frac{g}{\rho_0}} H \sqrt{p_{d/s}}. \quad (3.44)$$

La variation de la vitesse du front en fonction des paramètres  $p_H$ ,  $p_i$  et  $p_{d/s}$  est comparée à la vitesse  $U_{th}$  prédite par la théorie. La figure 3.24 présente les vitesses obtenues pour  $p_H$  variable avec  $p_i = 0$  et  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$  à gauche et les vitesses obtenues pour  $p_i$  variable avec  $p_H = 0.5$  et  $p_{d/s} = 35 \text{ kg.m}^{-3}$  à droite.

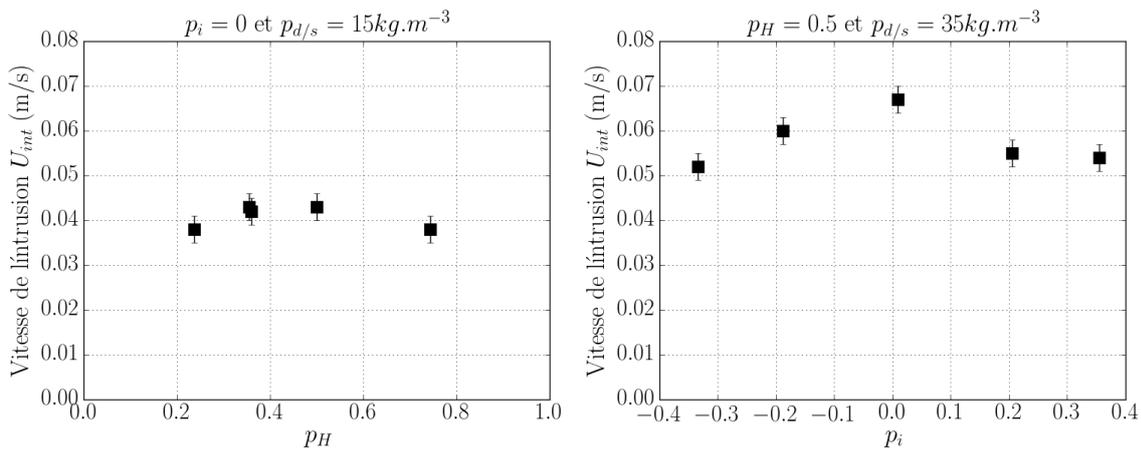


FIGURE 3.24 – Vitesses de front l'intrusion en fonction de  $p_i$  et  $p_H$  :  $U_{int}$  obtenues pour  $p_H$  variable avec  $p_i = 0$  et  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$  (à gauche) et pour  $p_i$  variable avec  $p_H = 0.5$  et  $p_{d/s} = 35 \text{ kg.m}^{-3}$  (à droite).

La vitesse est peu sujette à l'influence de la position verticale de l'intrusion ce qui montre le peu d'influence des conditions limites sur le système même s'il semblerait qu'un maximum de vitesse soit atteint pour  $p_H = 0.5$ , soit pour une intrusion au centre de gravité du bi-couche.

La vitesse de front est par ailleurs plus sensible à la variation du rapport entre sa densité et la densité moyenne du bi-couche qui la reçoit (paramètre  $p_i$ ) : l'intrusion se propage d'autant plus vite que  $\rho_i$  est proche de  $\bar{\rho}_B$  ( $p_i=0$ ). La diminution de la vitesse, quand ces deux masses volumiques s'éloignent, est symétrique. La vitesse de propagation du front est donc maximale quand les barycentres des deux masses de fluide sont alignés.

La comparaison des deux courbes présentées sur la figure 3.24 révèle l'influence du troisième paramètre  $p_{d/s}$ , en effet les vitesses mesurées sont globalement plus importantes pour  $p_{d/s} = 35 \text{ kg.m}^{-3}$  que pour  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$ , ce qui est attendu et prédit par le modèle de Sutherland *et al.* .

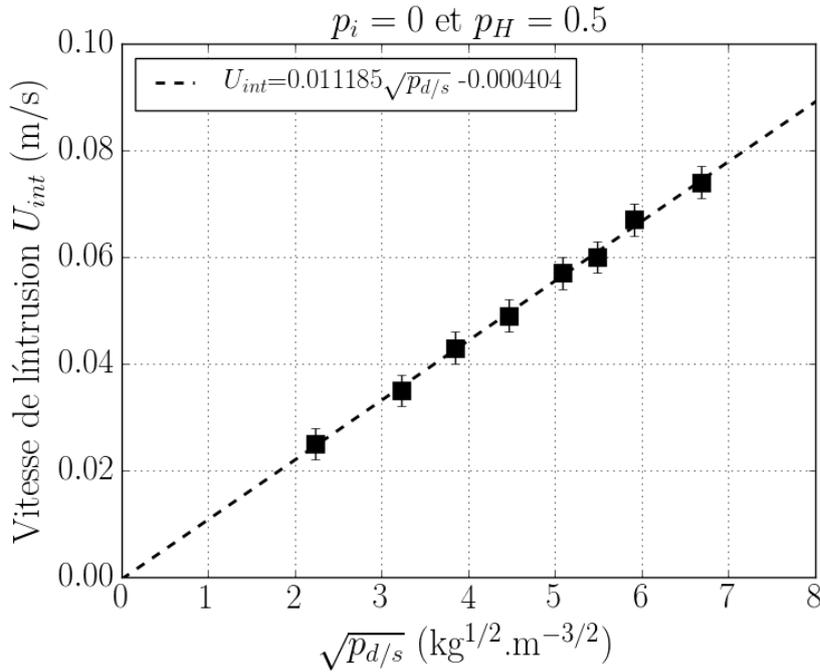


FIGURE 3.25 – Évolution de la vitesse du front de l'intrusion  $U_{int}$  mesurée expérimentalement en fonction de  $\sqrt{p_{d/s}}$  afin de réaliser une comparaison avec le modèle théorique proposé par B. R. Sutherland. Un ajustement affine de la forme  $U_{int} = a_{exp}\sqrt{p_{d/s}} + b_{exp}$  avec  $a_{exp} = 0.011185 \text{ m}^{5/2}.\text{kg}^{-1/2}.\text{s}^{-1}$  et  $b_{exp} = -0.000404 \text{ m}.\text{s}^{-1}$  est représenté en pointillés.

Ainsi la figure 3.25 présente l'évolution de la vitesse expérimentale du front de l'intrusion  $U_{int}$  en fonction de  $\sqrt{p_{d/s}}$ . Un ajustement affine est représenté en pointillés dont l'équation est :

$$U_{int} = a_{exp}\sqrt{p_{d/s}} + b_{exp} \quad (3.45)$$

où *exp* signifie expérimental, avec la pente  $a_{exp} = 0.011185 \text{ m}^{5/2}.\text{kg}^{-1/2}.\text{s}^{-1}$  et l'ordonnée à l'origine  $b_{exp} = -0.000404 \text{ m}.\text{s}^{-1}$ . Ces valeurs sont à comparer à celles du modèle théorique :

$$a_{theo} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{g}{\rho_0}}H \simeq 0.0127 \text{ m}^{5/2}.\text{kg}^{-1/2}.\text{s}^{-1} \quad (3.46)$$

et  $b_{theo} = 0 \text{ m}.\text{s}^{-1}$ . Ce qui est très proche de ce que nous obtenons.

Afin de s'en convaincre, l'ensemble des données a été réuni dans la figure figure 3.26 où les vitesses expérimentales ont été représentées en fonction des vitesses théoriques attendues. Les expériences relatives aux variations des trois paramètres présentés ont été représentées de trois couleurs différentes : en vert les expériences pour  $p_{d/s}$  variable, en rouge pour  $p_H$  variable et en bleu pour  $p_i$  variable. Une droite de pente 1 a été tracée en pointillés noirs comme guide pour l'œil.

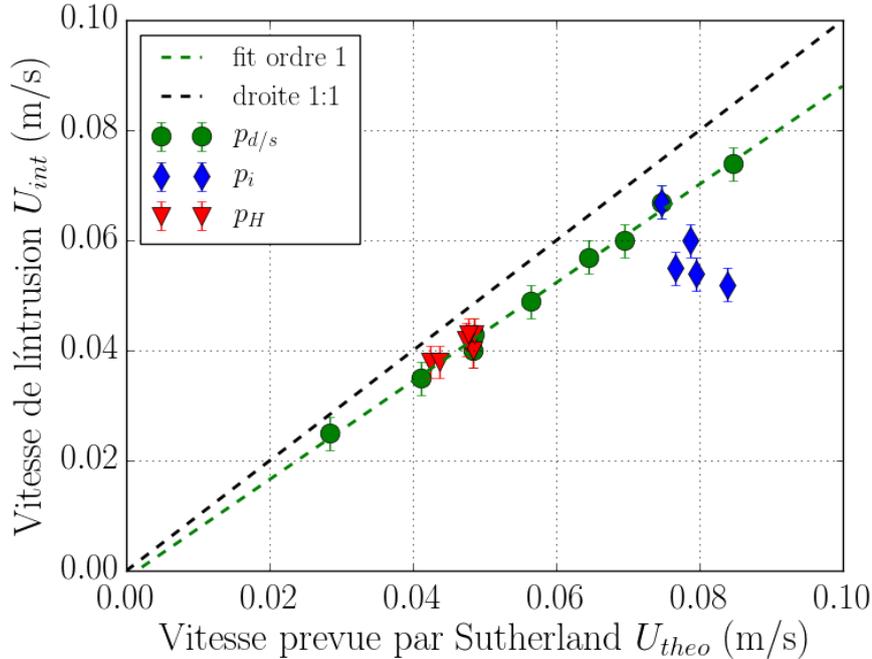


FIGURE 3.26 – **Comparaison entre les vitesses mesurées expérimentalement  $U_{int}$  et les vitesses théoriques  $U_{theo}$  prévues par le modèle de Sutherland et al.** . Les vitesses expérimentales ont été obtenues pour  $p_i$  variable avec  $p_H = 0.5$  et  $p_{d/s} = 35 \text{ kg.m}^{-3}$  en bleu, pour  $p_H$  variable avec  $p_i = 0$  et  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$  en rouge et pour  $p_{d/s}$  variable avec  $p_H = 0.5$  et  $p_i = 0$  en vert. La droite en pointillés noirs est de pente égale à 1 et sert de guide pour l'œil. Un ajustement affine a été calculé sur les points verts et rouges, et est représenté en pointillés verts. La pente de cette droite vaut 0.89.

Les points expérimentaux sont tous en dessous de la droite de pente 1 : 1, ce qui signifie que les vitesses que nous mesurons sont un peu plus faibles que celles prédites par le modèle. Ceci n'est pas étonnant car le modèle considère un écoulement parfait, 2D, et sans mélange entre les couches de fluide ce qui n'est pas le cas d'une expérience réelle. Le mélange, comme les dissipations visqueuses, prélève de l'énergie à l'écoulement. D'après Faust and Plate [1984] l'épaisseur de l'interface peut elle aussi avoir une influence sur la vitesse. De plus, notre écoulement est une fois de plus 3D : le courant en s'étalant fait diminuer la vitesse de la tête. Les variations associées à l'influence de  $p_H$  et  $p_{d/s}$  sont décrites assez fidèlement par le modèle même si l'ajustement d'une droite sur les points rouges et vert donne une pente égale à 0.89 (et non 1). Par ailleurs, les points bleus, correspondants aux variations de  $p_i$ , semblent s'écarter un peu du modèle ce que nous avons du mal à expliquer.

Dans la suite, parce que la vitesse de front n'a malheureusement pas été mesurée

pour toutes les expériences, nous utiliserons la vitesse de front de l'intrusion issue des prédictions théoriques pour définir le nombre de Reynolds de l'écoulement que nous appellerons aussi nombre de Reynolds Hydraulique. Afin de comparer la dynamique de l'intrusion et des courants de gravité de l'expérience de Lock-Exchange, nous utiliserons la forme :

$$\text{Re}_H = \frac{UH}{\nu} \quad (3.47)$$

avec  $U = \frac{1}{2}U_{th}$  soit la vitesse du fluide dans les courants de gravité de surface et de fond. Le fait de considérer  $\frac{U}{2}$  comme vitesse caractéristique revient à séparer l'expérience en deux fois deux courants de gravité : entre deux fluides de masses volumiques  $\rho_s$  et  $\rho_i$ , et deux fluides de masses volumiques  $\rho_i$  et  $\rho_d$ .

### 3.3.4 Efficacité de mélange

Ce paragraphe est dédié à l'influence des paramètres expérimentaux  $p_H$ ,  $p_i$  et  $p_{d/s}$  sur l'efficacité de mélange qui est calculée à partir des profils de densité, exactement comme dans l'expérience de Lock-exchange. Nous nous intéressons tout d'abord au paramètre  $p_{d/s}$  avec  $p_H = 0.5$  et  $p_i = 0$ . La gamme de valeurs utilisées appartient à l'intervalle  $[5,44] \text{ kg.m}^{-3}$ . Les résultats sont présentés sur la gauche de la FIGURE 3.27 et traduits en terme de nombre de Reynolds hydrauliques sur la droite.

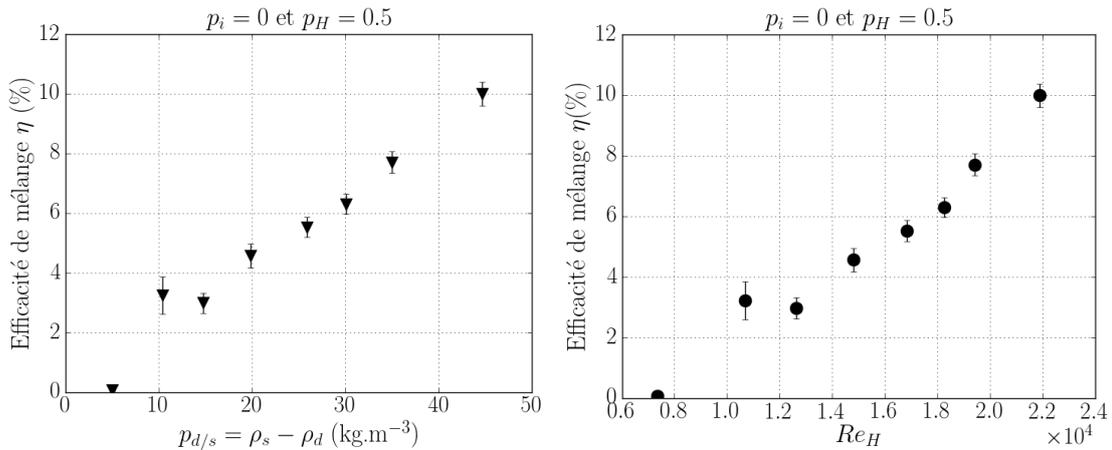


FIGURE 3.27 – **Évolution de l'efficacité de mélange  $\eta$**  : À gauche,  $\eta$  est tracé en fonction du paramètre  $p_{d/s} = \rho_s - \rho_d$ , avec  $p_H = 0.5$  et  $p_i = 0$ . À droite, les valeurs de  $\eta$  ont été représentées en fonction du nombre de Reynolds hydraulique  $\text{Re}_H = UH/\nu$  calculé avec  $U = U_c$  la vitesse du courant de gravité correspondant. Notons que la vitesse de l'intrusion prévue par le modèle théorique est  $U_{th} = 0.5 \times U_c$  et la vitesse mesurée expérimentalement est  $U_{int} = 0.89 \times U_{th}$ .

On retrouve alors la même tendance pour  $\eta(\text{Re}_H)$  qu'avec les deux courants de gravité :  $\eta$  augmente avec  $\text{Re}_H$ . Le fait qu'aucun plateau ne soit visible est certainement lié au manque de données à plus haut nombre de Reynolds hydraulique.

Par contre, les valeurs de l'efficacité de mélange  $\eta$  sont comprises entre 0 et 10 % environ, ce qui est légèrement inférieur au cas de la rencontre de deux courants de gravité où, pour la même gamme de  $\text{Re}_H$  l'efficacité de mélange varie de 0 à 20 % . Cette différence peut provenir de la façon de calculer le nombre de Reynolds  $\text{Re}_H$ . En effet,

dans le cas de l'intrusion, les phénomènes se déroulent non pas sur la hauteur  $H$  comme dans l'expérience de Lock-exchange mais sur une hauteur  $H/2$ , ce qui fait apparaître un facteur 0.5 dans le nombre de Reynolds Hydraulique, recalant ainsi les données des deux expériences l'une sur l'autre. Ainsi, pour  $Re_H = 20000$  on obtient  $\eta \simeq 8\%$ , ce qui correspond à  $Re_H = 10000$  pour le Lock-exchange et cohérent avec une efficacité de mélange entre 5 et 10%. Ce raisonnement permet d'expliquer simplement pourquoi l'efficacité de mélange n'a pas atteint le palier de saturation observé lors des expériences de *Lock-Exchange* entre deux fluides homogènes. Cependant la pertinence de cette approche reste limitée et mériterait de plus amples investigations pour la confirmer.

Nous nous intéressons ensuite à l'influence de  $p_H$  que nous avons fait varier dans la gamme  $p_H \in [0.24, 0.74]$ , en fixant  $p_i = 0$  et  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les résultats en terme d'efficacités de mélange  $\eta$  sont présentés sur la figure 3.28.

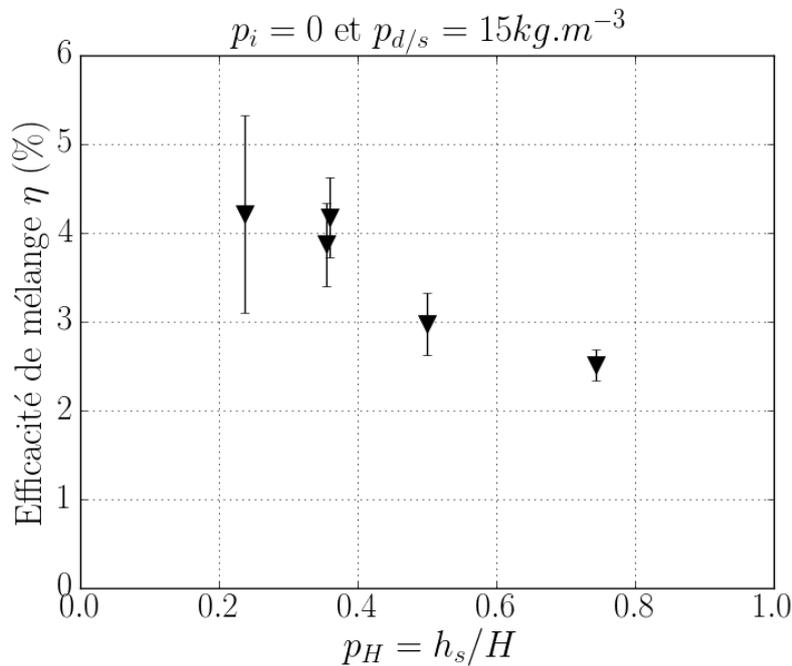


FIGURE 3.28 – Évolution de l'efficacité de mélange  $\eta$  avec le paramètre  $p_H = h_s/H$ , en fixant  $p_i = 0$  et  $p_{d/s} = 15 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Le cas  $p_H = 0.5$  correspond à un bicouche symétrique, nous nous attendions a priori à une symétrie des données par rapport à cette valeur. Il s'avère en réalité que l'efficacité de mélange diminue lorsque l'intrusion se fait plus loin du fond. La dissymétrie observée peut être un effet de la dissymétrie du système (conditions limites), où la présence d'un fond solide génère un cisaillement additionnel dans l'expérience. Cela dit, les variations observées sont de l'ordre du pourcent or lorsque le mélange est faible, les faibles variations d'énergie potentielle générée sont difficiles à mesurer avec précision. Il nous manque ici quelques points de mesure pour pouvoir conclure avec plus de certitudes sur les tendances observées.

Nous finissons avec l'influence du paramètre  $p_i$  que nous avons étudiée dans un bicouche et symétrique ( $p_H = 0.5$ ) avec  $p_{d/s} = 35 \text{ kg.m}^{-3}$ . Nous avons choisi le paramètre fixe  $p_{d/s}$  suffisamment grand pour générer un mélange suffisamment important pour

être mesuré facilement et faire apparaître des tendances franches.

La figure 3.29 présente les efficacités de mélange  $\eta$  obtenues. Rappelons que le cas  $p_i = 0$  correspond à une égalité entre la masse volumique de l'intrusion et la masse volumique moyenne du milieu dans lequel elle se propage. Les résultats montrent une courbe en cloche légèrement dissymétrique dont le maximum correspond approximativement au paramètre  $p_i = 0$ .

Si on considère les deux courants de gravité générés dans la cuve A, les deux différences de masses volumique qui entrent en jeu sont  $\Delta\rho_1 = \rho_i - \rho_d$  et  $\Delta\rho_2 = \rho_s - \rho_i$ . Or, l'expérience de lock-exchange a montré que le mélange est d'autant plus important que la différence de masse volumique est grande. Ce résultat a d'ailleurs été également vérifié pour les intrusions de fluides. Dans ce cas, si  $p_i$  est positif, la masse volumique  $\rho_i$  est plus proche de  $\rho_s$  que de  $\rho_d$ . Ainsi, lorsque la plus grande différence de masse volumique est  $\Delta\rho_1$ , le mélange sera plus important dans la zone proche de la surface qu'au fond de la cuve. Inversement, pour  $p_i$  négatif, c'est  $\Delta\rho_2$  qui domine donc le mélange sera plus important au fond de la cuve. Or, l'évolution de l'efficacité de mélange avec la hauteur de l'intrusion (figure 3.28), montre que le mélange est toujours un peu amplifié au fond de la cuve. Ceci permet d'expliquer que le mélange soit plus important lorsque  $p_i$  est négatif, et donc la dissymétrie de la courbe.

Revenons à l'explication de la décroissance de l'efficacité de mélange lorsqu'on s'éloigne du cas  $p_i = 0$ . Comme l'explique Sutherland et al. [2004], dans certaines configurations, la propagation de l'intrusion peut générer des ondes internes au niveau de l'interface. Ainsi, de l'énergie cinétique turbulente est déviée pour générer ces ondes et n'est plus disponible pour le mélange. Dans la configuration  $p_i = 0$ , l'intrusion ne génère pas d'ondes internes, ce qui permet peut-être d'expliquer une efficacité de mélange plus importante. Durant les expériences réalisées, la présence de ces ondes internes n'a pas été vérifiée, mais la figure 3.26 montre que lorsque le paramètre  $p_i$  passe de 0 à une valeur non nulle, les vitesses mesurées s'éloignent de la loi théorique attestant de l'apparition de nouvelles dissipations. L'apparition d'ondes internes semble un candidat naturel pour expliquer ces phénomènes.

### 3.3.5 Conclusions et perspectives

Trois paramètres de contrôle ont été choisis, en se référant à la littérature. Leurs influences respectives sur le phénomène d'intrusion ont été explorées en quantifiant le mélange grâce au calcul d'efficacité de mélange d'une part, et en étudiant la vitesse de propagation du front de l'intrusion d'autre part. Bien que le calcul des efficacités de mélange repose sur des bilans énergétiques dans un système au repos, des pistes sont ouvertes pour une étude dynamique de l'intrusion. Cette étude pourra consister en des enregistrements en continu de la masse volumique, mais également en l'utilisation d'une visualisation à l'aide de particule éclairées par une tranche laser : P.I.V. (Particle Image Velocimetry).

Bien que l'influence des paramètres soit en partie expliquée, l'étude n'est pas encore complète. Des expériences supplémentaires dans la même configuration pourront permettre de confirmer certaines des tendances observées. Enfin, on peut imaginer pour la suite deux autres types d'expériences. Dans un premier temps, il serait intéressant de générer des intrusions de la même manière que précédemment mais en travaillant dans

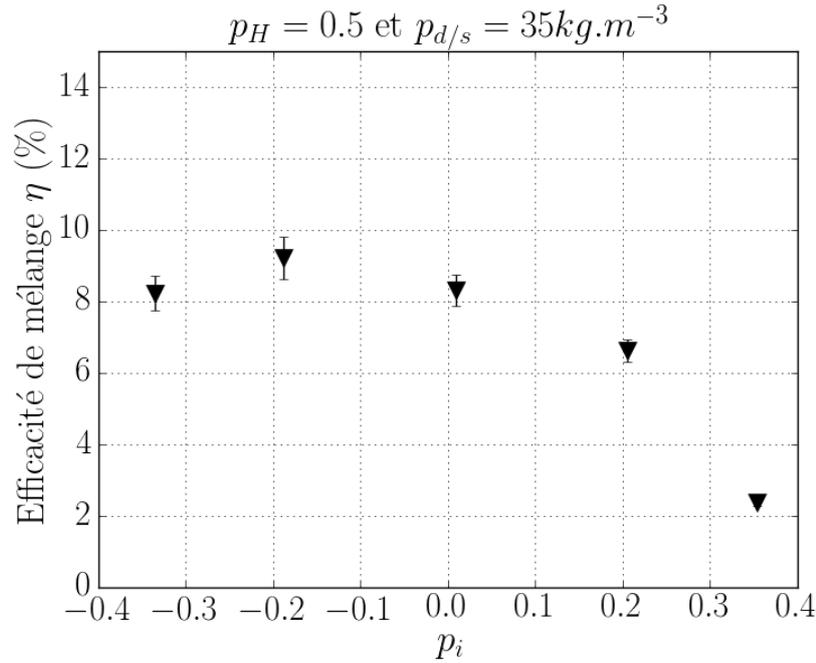


FIGURE 3.29 – Évolution de l'efficacité de mélange  $\eta$  avec le paramètre  $p_i = \frac{\rho_i - \bar{\rho}_B}{\rho_s - \rho_d}$  où  $\bar{\rho}_B$  est la masse volumique moyenne du bicouche, en fixant  $p_H=0.5$  et  $p_{d/s}=35 \text{ kg.m}^{-3}$ .

un canal, c'est-à-dire que la porte ferait toute la largeur de la cuve. Ceci permettrait d'évaluer le rôle de la contraction sur les intrusions. On peut imaginer que dans un canal, le champ de vitesse sera différent comme vu précédemment dans l'expérience de Lock-Exchange. Dans un second temps, les intrusions entre deux couches d'un fluide stratifié linéairement pourront être étudiées. Un lien avec la fréquence de flottabilité de Brunt-Väisälä  $N$  pourrait notamment être fait :

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} \quad (3.48)$$

avec  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\rho$  la masse volumique et  $z$  la coordonnée verticale. Tous les outils nécessaires à ces deux expériences sont disponibles à ce jour afin de poursuivre cette étude. Ces résultats s'inscrivent dans la lignée de ceux montrant que l'efficacité de mélange et donc le coefficient de mélange ne sont pas des constantes mais dépendent des propriétés de l'écoulement.

**Deuxième partie**  
**Turbulence de Grille**



# Chapitre 4

## Introduction et état de l'art

### 4.1 La grille

Les expériences proposées dans cette partie sont des expériences dites de turbulence de grille, ce qui signifie que la turbulence y est générée par le passage d'un écoulement à travers une grille. La grille est caractérisée par l'épaisseur de ses barreaux  $e$ , par son paramètre de maille  $M$  et par sa solidité  $\sigma$  définie dans l'expression (4.1) qui caractérise le rapport entre les aires des parties pleines et vides.

$$\sigma = \frac{e}{M} \left( 2 - \frac{e}{M} \right) \quad (4.1)$$

Les caractéristiques géométriques de la grille, présentées sur la figure 4.1, sont importantes car elles influent sur les tailles des structures turbulentes macroscopiques observées.

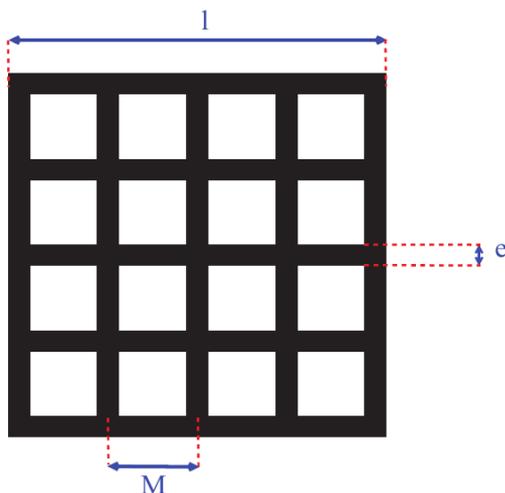


FIGURE 4.1 – **Schéma de la grille.** L'épaisseur des barreaux est notée  $e$  et  $M$  est la distance entre le centre des barreaux i.e le paramètre de maille. La largeur totale de la grille  $l$  correspond dans nos cas à celle des écoulements.

À titre d'exemple, les solidités de grilles utilisées usuellement dans l'air sont, pour Comte-Bellot and Corrsin [1966] de l'ordre de  $\sigma \approx 0.34$  et un peu plus élevées dans l'eau : Barry et al. [2001] utilisent  $\sigma = 0.36$  et Lenoir [2011]  $\sigma = 0.44$ . La forme des barreaux (ronds ou carrés) de la grille est discutée par Comte-Bellot and Corrsin

[1966] et Lavoie et al. [2005] ; il s'avère que les barreaux ronds ont tendance à induire des oscillations périodiques dans le sillage de la grille. Les barreaux utilisés dans cette thèse seront donc de section carrée de côté  $e$ .

## 4.2 État de l'art

Le but de cette partie est de regarder l'influence d'une stratification en densité sur la turbulence de grille. La vitesse de l'écoulement moyen au niveau de la grille sera notée  $U_g$  dans toute la suite du propos. Les grandeurs utilisées pour caractériser l'écoulement dans ce chapitre seront :

Le nombre de Reynolds de grille	$Re_g = \frac{U_g M}{\nu}$	Caractérise l'écoulement moyen de vitesse $U_g$ autour de la grille de maille $M$ .
Le nombre de Reynolds de flottabilité	$Re_b = \frac{\epsilon}{N^2 \nu}$	Compare les vitesses caractéristiques de la turbulence ( $\epsilon$ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente) à celle de la stratification.
Le nombre de Richardson	$Ri_0 = \left(\frac{NM}{U_g}\right)^2$	Compare le temps caractéristique de l'écoulement sur une maille ( $\frac{M}{U_g}$ ) au temps caractéristique de la stratification ( $\frac{1}{N}$ ).

La turbulence de grille en milieu homogène est l'une des plus documentées. En effet, sa simplicité de mise en œuvre et ses propriétés d'isotropie et d'homogénéité en font un cas d'étude idéal quand on s'intéresse aux propriétés fondamentales de la turbulence. Historiquement les premières études datent des années 30 avec les travaux de Simmons et al. [1934], puis le sujet a été repris dans les années 60 avec notamment les travaux de Comte-Bellot and Corrsin [1966] qui en définirent les premières propriétés. En s'appuyant notamment sur la définition statistique de l'isotropie définie par Taylor [1935], Comte-Bellot et Corrsin montrent qu'il est possible d'obtenir une turbulence homogène isotrope derrière une grille suivie d'une contraction dans un écoulement homogène et que cette isotropie est conservée dans le déclin de la turbulence. Cet article introduit aussi la loi de décroissance de l'énergie cinétique turbulente, dans le cas de la turbulence en déclin, comme une puissance du temps :

$$\overline{u_x^2} \propto t^{-n}. \quad (4.2)$$

Les premières expériences de turbulence de grille en milieu stratifié datent des années 1980 avec Linden [1980] qui s'intéresse au mélange induit par une grille horizontale traversant l'interface d'un fluide bi-couche (différence de densité  $\Delta\rho$  entre les deux couches). Ses résultats en terme d'efficacité de mélange seront comparés aux nôtres dans la suite et montrent notamment une dépendance de l'efficacité de mélange  $\eta$  (Nombre de Richardson de flux  $Ri_f$ ) en nombre de Richardson global  $Ri_0$  défini ici à l'aide de la différence de densité entre les couches de fluide :

$$Ri_0 = \frac{g\Delta\rho M}{\rho_0 U_g^2}, \quad (4.3)$$

où  $M$  est le paramètre de maille de la grille et  $U_g$  la vitesse de la grille. Les efficacités de mélange mesurées dans cette configuration et tracées en fonction de  $Ri_0$  forment une courbes en cloche :  $\eta$  croît avec  $Ri_0$  jusqu'à atteindre une valeur maximale de 12% pour  $Ri_0 \approx 2$  puis décroît pour de plus grandes valeurs du nombre de Richardson (voir figure 4.3).

S'en suivent les travaux de Britter et al. [1983] qui s'intéressent aux effets d'une stratification linéaire sur la turbulence homogène isotrope obtenue derrière une grille. Leur expérience consiste en une grille verticale à barreaux carrés tractée horizontalement dans une stratification linéaire. Ils mesurent les fluctuations de vitesse grâce à une sonde de Taylor et réalisent que les fluctuations de vitesse verticale, pour de fortes stratifications, peuvent être diminuées de 30% par rapport à l'écoulement d'un fluide homogène dans les mêmes conditions. Ils figurent parmi les premiers à évaluer expérimentalement le flux de flottabilité,  $b = g\rho w'$ .

Itsweire et al. [1986] utilisèrent eux un canal dans lequel la stratification est injectée en même temps que l'écoulement principal, permettant ainsi d'étudier le déclin et l'évolution structurelle de la turbulence dans un écoulement stationnaire. Dans leur étude, ils comparent l'influence de différentes échelles répertoriées dans le tableau ci-dessous :

Échelle d'Ozmidov	$L_o = \left(\frac{\epsilon}{N^3}\right)^{1/2}$	Échelle en-dessous de laquelle la turbulence devient isotrope.
Échelle de flottabilité	$L_b = \frac{u'_z}{N}$	Distance verticale parcourue par une particule de fluide qui convertirait toute son énergie cinétique en potentielle.
Échelle D'Ellison	$L_e = \frac{\rho'}{\frac{\partial \rho}{\partial z}}$	Distance caractéristique parcourue par les particules de fluide avant de retourner à leur position d'équilibre ou d'être mélangées.
Échelle intégrale	$L_t$	Distance caractéristique de corrélation de l'écoulement.
Échelle de Kolmogorov	$L_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$	échelle à partir de laquelle les structures sont dissipées par les forces visqueuses.

On notera que si la turbulence est isotrope :  $L_b = L_o$ . Or, les résultats de Istweire *et al.* en milieu stratifié montrent que  $L_e = 0.85L_o$  et que  $L_o = 1.31L_b^{1.4}$  ce qui révèle l'anisotropie générée par la stratification. Le ratio entre  $L_o$  et  $L_K$  dépend lui du nombre de Reynolds de l'écoulement. Ce rapport entre la plus grande échelle de retournement autorisée par la stratification et l'échelle de dissipation est utilisé pour former le nombre de Reynolds de flottabilité

$$Re_b = \left(\frac{L_o}{L_K}\right)^{4/3}. \quad (4.4)$$

L'étude montre aussi que les échelles caractéristiques ( $L_t$ ,  $L_o$  et  $L_b$ ) dépendent de  $M$ , le paramètre de maille, et décroissent de façon monotone avec la distance à la grille

contrairement à ce qui est observé en turbulence non stratifiée où on observe la croissance de  $L_t$  avec la distance à la grille. La figure 4.2 propose une schématisation qui récapitule ce qui vient d'être exposé. Sur la gauche est représentée la turbulence homogène isotrope avec  $L_t$  la taille des plus grosses structures et  $L_K$  l'échelle de dissipation (échelle de Kolmogorov) qui est la taille caractéristique des plus petites structures de l'écoulement. Sur la droite, sont portées les échelles de la turbulence stratifiée avec les structures déformées par la stratification jusqu'à l'échelle  $L_o$  après laquelle la turbulence redevient homogène isotrope.

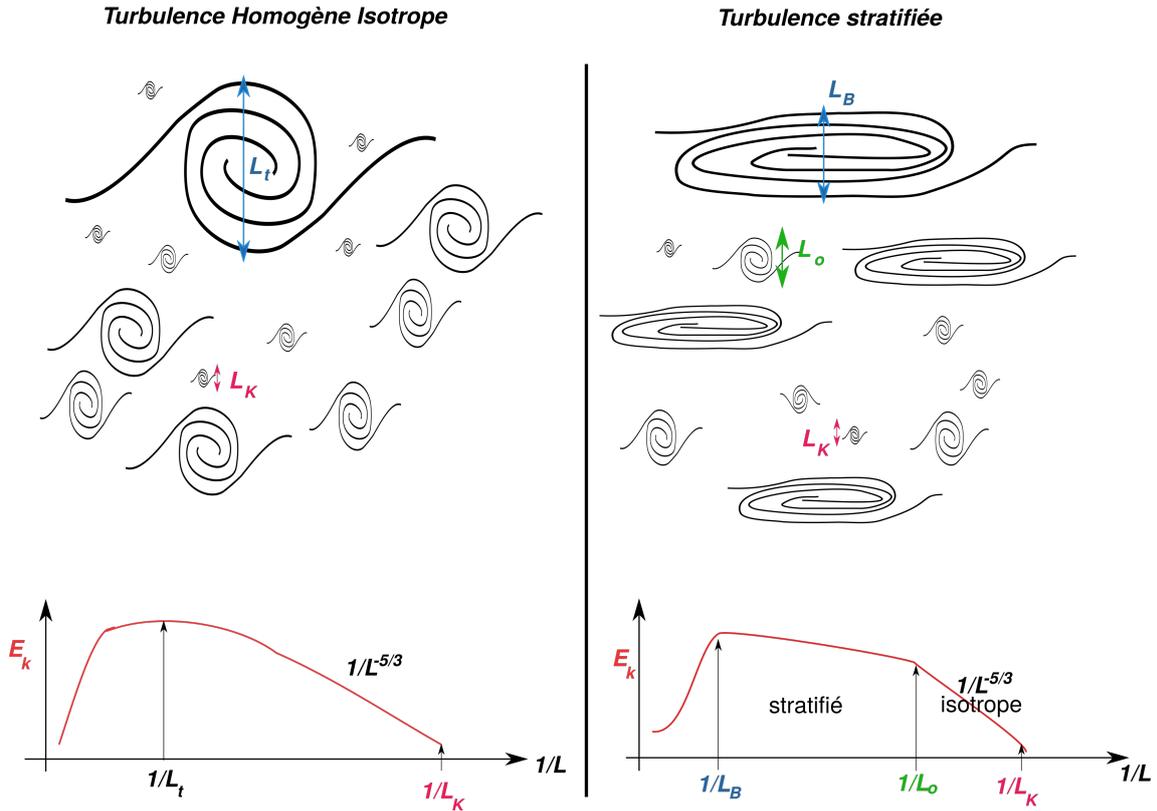


FIGURE 4.2 – Schéma comparatif de quelques échelles turbulentes et des spectres d'énergie  $E_k$ .

Parmi les expériences de grille tractée dans une stratification linéaire et contenue dans une cuve fermée, on peut aussi citer les travaux de Barry et al. [2001] et Rehmann and Koseff [2004]. Barry *et al.* évaluent le coefficient de diffusion turbulente à partir de l'évolution des profils de densité et proposent la loi d'échelle suivante :

$$k_z = \nu^{(2/3)} \kappa_T^{(1/3)} Re_b^{(1/3)} \quad (4.5)$$

avec  $\kappa_T$  la diffusivité thermique,  $\nu$  la viscosité cinématique et le nombre de Reynolds de flottabilité  $Re_b = \frac{\epsilon}{\nu N^2}$ .

Dans leur expérience Rehmann and Koseff [2004] définissent l'efficacité de mélange comme le rapport de variation d'énergie de fond  $\Delta E_b$  et du travail  $W$  injecté par la grille :

$$\eta = \frac{\Delta E_b}{W}. \quad (4.6)$$

$\Delta E_b$  est estimé à partir de profils de densité mesurés au repos, et  $W$  à l'aide d'un capteur de force. Ils montrent alors que dans le cas de faibles stratifications ( $Ri_0 \ll 1$ )

le gradient de densité s'atténue progressivement au cours des passages de la grille. À l'inverse, pour de fortes stratifications ( $Ri_0 \gg 1$ ) ils observent la formation de marches de densité. Leurs résultats en terme d'efficacité de mélange exhibent une décroissance de  $\eta$  avec le nombre de Reynolds de grille  $Re_M = \frac{U_g M}{\nu}$  et, à l'inverse, une croissance de  $\eta$  avec le nombre de Richardson jusqu'à atteindre une valeur maximale de 6%, bien plus faible que celle mesurée dans le cas de turbulence de cisaillement par Linden [1980]. Pour ce qui est du coefficient de diffusion turbulente, les résultats de Rehmann et Koseff décrivent une croissance monotone de  $k_z$  avec le nombre de Reynolds de flottabilité  $Re_b$  (sur la gamme  $[10^0 \ 10^6]$ ) dans les expériences présentées, atteignant des valeurs allant de  $1.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  à  $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

L'ensemble des résultats de Rottman and Britter [1986] (diamants verts) et Rehmann and Koseff [2004] (ronds rouges et verts) concernant l'efficacité de mélange ont été consignés dans la figure 4.3. Toutes ces expériences ont été réalisées dans des stratifications linéaires et montrent des résultats cohérents entre-elles : pour  $Ri_0 < 1$  l'efficacité de mélange augmente avec le nombre de Richardson alors que pour des valeurs plus grandes de  $Ri_0$ ,  $\eta$  semble se stabiliser sur un plateau autour de 6%. Ces expériences couvrent une large gamme de nombre de Prandtl  $Pr$  qui varie d'une stratification à l'autre grâce à l'utilisation de l'action combinée du sel et de la température comme agent stratifiant :  $7 < Pr < 700$  ; elles montrent alors l'influence négligeable du nombre de Prandtl pour la gamme de paramètres étudiés sur l'efficacité de mélange.

Le manque de données à grand nombre de Richardson empêche de conclure quant à la persistance du plateau observé. D'ailleurs, les expériences de Linden [1980] réalisées dans un bi-couche, elles aussi portées sur la figure 4.3 (étoiles bleues), montrent, au delà d'une efficacité de mélange plus importante, que  $\eta$  diminue avec  $Ri_0$  après avoir atteint sa valeur maximale. Il est à noter que l'efficacité de mélange maximale observée par Linden [1980] se rapproche des valeurs observées dans le chapitre précédent concernant l'expérience de Lock-Exchange. D'ailleurs, le nombre de Richardson de cette expérience est fixé à 1 par la géométrie du système ce qui correspond à un régime d'efficacité élevée d'après les résultats de la littérature.

Pour atteindre des nombres de Richardson plus élevés, il est nécessaire de réaliser des simulations numériques directes avec forçage. Les simulations numériques de Stretch et al. [2010] montrent la même tendance d'évolution entre  $\eta$  et  $Ri_0$ , seulement, les valeurs d'efficacité de mélange obtenues sont bien plus élevées (de l'ordre de 40%). Une piste d'explication de ces différences peut venir des nombres de Prandtl numériques utilisés qui sont beaucoup plus faible que ceux des expériences :  $0.2 < Pr < 2$ , ce qui remettrait en cause la faible influence du nombre de Prandtl sur l'efficacité de mélange.

Certaines différences peuvent aussi provenir de l'aspect forcé de la turbulence dans les simulations numériques qui diffère de la situation de déclin des expériences de laboratoire.

La figure 4.3 regroupe les résultats des auteurs cités dans ce paragraphe pour l'évolution de l'efficacité de mélange avec le nombre de Reynolds de grille. Chaque expérience démontre une décroissance de l'efficacité de mélange avec  $Re_M$  mais les points des différents auteurs ne coïncident pas parfaitement et un décalage est visible entre les différents jeux de données. Ce décalage peut s'expliquer par deux facteurs : les légères variations dans la définition de  $\eta$  et le fait que le nombre de Reynolds de grille ne soit pas le seul paramètre permettant de décrire les expériences.

L'article de Praud et al. [2005] s'intéresse à la turbulence en milieu très stratifié, c'est à dire dans un milieu où la stratification réduit fortement les mouvements verticaux, qui résulte en la formation de structures en pancakes s'étalant horizontalement et

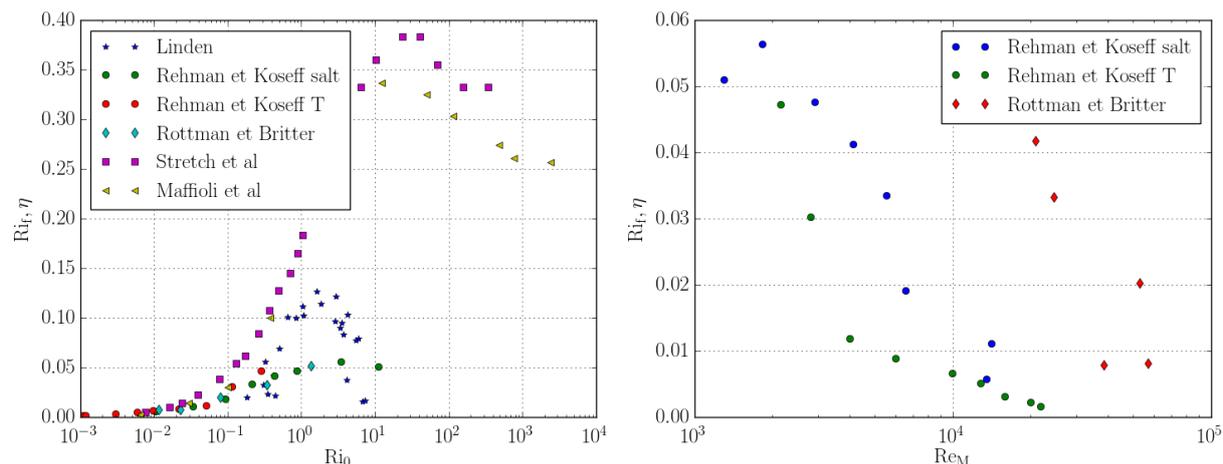


FIGURE 4.3 – Évolution de l’efficacité de mélange avec les nombres de Richardson et de Reynolds de grille. Sur la figure de gauche l’efficacité de mélange, aussi appelée nombre de Richardson flux  $Ri_f$ , est tracée en fonction du nombre de Richardson  $Ri_0 = Ri_b = (\frac{NM}{U})^2$ . La figure regroupe les résultats expérimentaux de Linden [1980] (stratification bicouche), Rottman and Britter [1986], Rehmann and Koseff [2004] ainsi que les simulations numériques de Stretch et al. [2010] et Maffioli et al. [2016]. Sur la figure de droite, l’efficacité de mélange est tracée en fonction du nombre de Reynolds de grille  $Re_M = \frac{UM}{\nu}$ . La figure regroupe les résultats expérimentaux de Rottman and Britter [1986] et Rehmann and Koseff [2004] pour des stratifications en sel (*salt* dans la légende), et en température (*T*).

l’établissement d’une turbulence quasi 2D qui transforme, à faible nombre de Reynolds de grille, la stratification qui l’héberge en marches de densité. Cet état très stratifié est obtenu lors du déclin de la turbulence qui fait tendre le nombre de Froude vers l’unité. Cet article fait écho à la remarque de Riley et al. [1981] qui rappelle que quelque soit le nombre de Richardson initial, le déclin d’une turbulence en milieu stratifié tombe complètement sous la dynamique de turbulence très stratifiée après quelques périodes de flottabilité  $\frac{2\pi}{N}$ . Une fois l’écoulement quasi-horizontale établi, la dynamique redevient indépendante de la stratification. Les propriétés de la turbulence obtenues restent éloignées de celles de la turbulence strictement 2D à cause du cisaillement généré par les mouvements horizontaux. Leurs conclusions sont particulièrement intéressantes car il révèle que malgré la différence des mécanismes de dissipation mis en jeu, la décroissance de l’énergie cinétique  $\epsilon$  évolue avec la même loi d’échelle que la fameuse turbulence homogène isotrope 3D.

### 4.3 Conclusion et Objectifs

Pour conclure cette brève présentation des résultats connus à ce jour, nous retiendront les résultats que l’efficacité de mélange  $\eta$  varie en fonction de  $Ri_0$ ,  $Re_b$ ,  $Re_M$ . La taille des structures est liée au paramètre de maille  $M$  et le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  varie en fonction de  $Ri_0$ ,  $Re_b$ ,  $Re_M$ .

La présente étude vise à reproduire les résultats des travaux de nos prédécesseurs  $\eta(Re_M, Ri_0)$ ,  $k_z(Re_b, Ri_0)$  afin, dans un premier temps, d’entériner nos protocoles expérimentaux, nos méthodes d’analyse et nos dispositifs tous créés durant cette thèse. Dans un deuxième temps, nous proposons d’évaluer le coefficient de diffusion turbulente

par deux méthodes indépendantes : la première est directe et utilise l'intégration temporelle des variations de densité alors que la deuxième, très prisée des océanographes, passe par la mesure de  $\epsilon$  et de  $\eta$ . Nous finirons par étudier l'influence d'une forte interface de densité afin d'expliquer pourquoi les efficacités de mélange obtenues par Linden [1980] dans un fluide bi-couche sont bien supérieures à celles mesurées par les autres auteurs dans des stratifications linéaires. Pour ce faire nous avons utilisé deux dispositifs expérimentaux. Le premier est une cuve fermée contenant une stratification que nous pouvons contrôler à souhait et dans laquelle est tractée une grille. Ce dispositif a le grand avantage d'être un milieu fermé dans lequel nous pouvons réaliser des bilans énergétiques. Nous avons d'abord caractérisé la turbulence produite par la grille tractée en fluide homogène, ce qui nous a permis de mesurer  $\epsilon$  pour chaque vitesse de grille utilisée. Grâce à cette mesure nous remontons à l'énergie injectée par la grille dans le système. Nous avons ensuite rempli la cuve avec une stratification en sel, et mesuré l'évolution de la stratification au cours des allers-retours de la grille. Une fois stratifiée, cette expérience permet d'extraire des profils  $k_z$  ainsi que les valeurs de  $\{\eta, \Gamma\}$  pour plusieurs valeurs de nombre de Richardson et de Reynolds de grille.

Le deuxième dispositif utilisé est un canal muni d'une grille et pouvant être stratifié. Dans cette expérience, l'agent stratifiant est la combinaison d'un scalaire actif, le sel, et d'un traceur passif, le colorant. Une méthode colorimétrique permet de mesurer des profils de densité tout le long du canal et ainsi d'évaluer  $k_z$ . Cette seconde expérience complète la première car elle permet de comparer la diffusion du colorant avec et sans stratification en densité autorisant alors les discussions sur l'impact de la stratification sur le mélange.

Dans ce qui suit, nous commencerons par une description de ces deux dispositifs et une analyse de la turbulence qu'ils produisent en milieu homogène. Nous expliciterons ensuite les méthodes de mesure utilisées puis nous discuterons les résultats en séparant ceux concernant l'efficacité de mélange et ceux concernant le coefficient de diffusion turbulente. Dans toute la suite, nous utiliserons les notations et les concepts définis ci-après. Les énergies utilisées sont définies pour tout le volume de fluide de l'écoulement et exprimées en Joules. L'énergie totale injectée par la grille  $E_g$  dans le fluide stratifié est sous forme d'énergie cinétique turbulente  $E_k$ , et d'énergie potentielle. En effet, une partie de l'énergie cinétique turbulente est convertie par le mélange irréversible en énergie potentielle  $\Delta E_p$  : la turbulence, en mélangeant le fluide, fait remonter la position du centre de masse du système et en augmente l'énergie potentielle. Le reste est dissipé en chaleur par la viscosité. Le bilan suivant est ainsi obtenu pour le fluide :

$$E_g = E_k + \Delta E_p \quad (4.7)$$

Ce qui peut se ré-écrire en puissance :

$$P = m(\epsilon + F_\rho) \quad (4.8)$$

avec  $P$  la puissance injectée dans le fluide,  $\epsilon$  le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par viscosité,  $m$  la masse de fluide impacté par la turbulence et  $F_\rho$  le taux de conversion d'énergie cinétique en énergie potentielle par le mélange. En 1980, Osborn a théorisé le lien entre  $F_\rho$  et  $\epsilon$  :  $F_\rho = \Gamma \epsilon$  où  $\Gamma$  est le coefficient de mélange égale à 0.2, Osborn [1980]. Cependant la constance de ce coefficient est aujourd'hui remise en question par de nombreuses expériences ( Maffioli et al. [2016], Barry et al. [2001]). Ainsi, le but de nos travaux est de repartir du bilan d'énergie présenté dans l'équation 4.7, et de recalculer  $\Gamma$  pour différentes stratifications et vitesses de grille.

Pour cela, nous prendrons la relation donnée par Peltier and Caulfield [2003] entre l'énergie cinétique turbulente  $E_k$  et  $\epsilon$ , le taux de dissipation de  $E_k$ ,

$$E_k = \iint \rho \epsilon dt dV. \quad (4.9)$$

Quant au mélange il peut être quantifié directement à l'aide de la variation d'énergie potentielle  $\Delta E_p$  du système entre l'état initial (profil de densité pris avant la mise en mouvement de la grille) et l'état final obtenu lorsque le fluide est stablement re-stratifié après plusieurs aller-retours de la grille (profil de densité pris après un temps  $T \gg \tau$ , où  $\tau$  est le temps de déclin de la turbulence).

L'efficacité de mélange  $\eta$  est alors définie comme :

$$\eta = \frac{\Delta E_p}{E_g} = \frac{\Delta E_p}{E_k + \Delta E_p} = \frac{\Gamma}{\Gamma + 1}$$

Il faut noter que dans cette configuration, et parce que les profils de densité sont mesurés dans l'état de repos du fluide :  $\Delta E_p = \Delta E_b$ .

# Chapitre 5

## Caractérisation des dispositifs expérimentaux

### 5.1 Présentation

Pour étudier la turbulence de grille en milieu stratifié, nous disposons au laboratoire de deux dispositifs expérimentaux : un canal hydraulique muni d'une pompe permettant la génération d'un écoulement à travers une grille positionnée à son entrée, et une cuve dans laquelle est tractée une grille. Ces deux dispositifs, décrits ci-après, sont complémentaires et permettent une étude exhaustive du mélange induit par la turbulence stratifiée. La cuve a l'avantage d'être un milieu fermé dans lequel il est simple de réaliser des bilans d'énergie. Le canal permet de suivre le déclin de la turbulence sur une distance importante, de faire des moyennes temporelles et d'éviter les effets de surface libre.

#### 5.1.1 Canal Hydraulique

La figure 5.1 présente le canal hydraulique de section carrée de  $S = 0.2 \times 0.2 \text{ m}^2$  et de longueur égale à 6 m, utilisé durant cette étude. Ce canal est une installation utilisée depuis longtemps au LMFA pour étudier le mélange de scalaire passif. L'un des enjeux de cette thèse était de réussir à le stratifier en densité. Le canal fonctionne en circuit fermé : l'eau au repos est stockée dans la grande cuve cylindrique à l'arrière de l'expérience. Une pompe, contrôlée en fréquence, permet d'amener l'eau avec un débit de valeur  $Q$  à l'entrée du canal générant un écoulement moyen dans la veine de vitesse  $U_g = QS$ .

La figure 5.2 représente le dispositif permettant de générer une stratification en densité et en colorant dans le canal<sup>1</sup>. À l'entrée du canal, la grille de paramètre de maille  $M = 10 \text{ mm}$  et d'épaisseur  $e = 2.5 \text{ mm}$  est à l'origine de la stratification et de la turbulence. Chacun des barreaux de la grille est cylindrique<sup>2</sup> de diamètre  $d=0.5 \text{ mm}$  et espacés de 10 mm. Les barreaux horizontaux sont creux et munis d'injecteurs permettant d'injecter un fluide différent dans chaque barreau avec un débit  $q$ . Le système d'injection de la stratification est identique pour chacun des 19 barreaux horizontaux de la grille (en rouge), un seul système a été représenté sur le schéma. Ce système est composé d'un réservoir rempli d'un fluide de densité  $\rho$  et de concentration en colorant

---

1. L'ensemble du système d'injection a été réalisé par A. Telali, du bureau d'étude du LMFA.

2. Les barreaux cylindriques étaient pré-existant sur le dispositif, nous n'avons pas fait refaire la grille pour qu'elle corresponde aux autres grilles utilisées dans cette thèse.

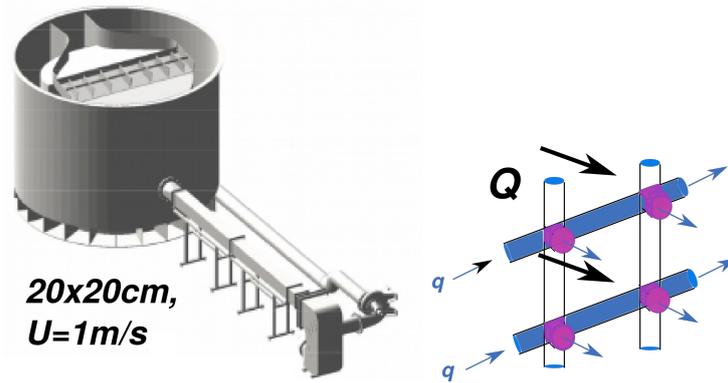


FIGURE 5.1 – **Canal Hydraulique** : le schéma de gauche donne une vue d'ensemble du dispositif comprenant une cuve de stockage de l'eau, une pompe prélevant l'eau dans la cuve pour l'amener avec un débit  $Q$  modulable à l'entrée du canal section carrée de  $0.2\text{ m} \times 0.2\text{ m}$  et de longueur égale à  $6\text{ m}$  via une contraction. La figure de droite est un dessin représentant la grille qui se situe à l'entrée du canal, juste après la contraction. Cette grille est munie de barreaux cylindriques de diamètre  $d=0.5\text{ mm}$  et espacés de  $10\text{ mm}$ . Les barreaux horizontaux sont creux et munis d'injecteurs permettant d'injecter un fluide différent dans chaque barreau avec un débit  $q$ .

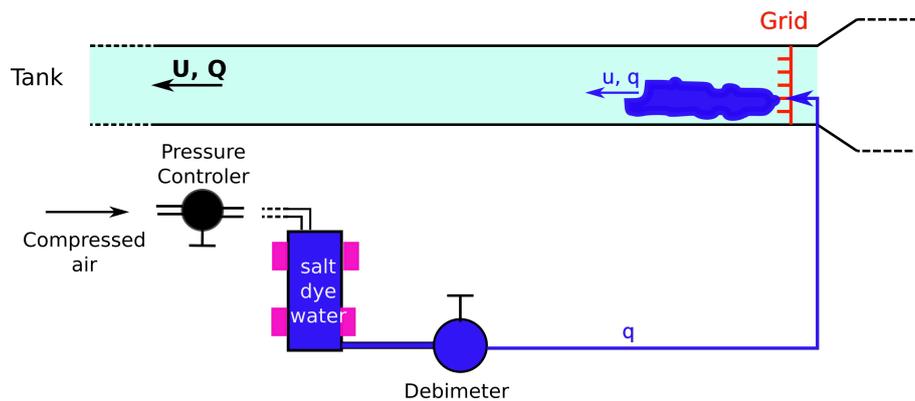


FIGURE 5.2 – **Système d'injection de la stratification**. Sur le schéma sont portés : le canal qui contient l'écoulement principal (bleu cyan) de vitesse  $U$  et de débit  $Q$ , la grille et ses injecteurs (en rouge) à l'entrée du canal, le système de contrôle de la pression d'air comprimé qui vient mettre sous pression les réservoirs permettant d'injecter la stratification. Ces réservoirs ont été renforcés par des barres d'acier (en mauve) pour prévenir leur explosion. Enfin un débitmètre permet de réguler le débit d'injection dans la veine du fluide contenu dans le réservoir.

*C.* L'ensemble est mis sous pression en utilisant le réseau d'air comprimé du laboratoire. Cet air est filtré et détendu jusqu'à atteindre une pression de deux bars avant d'être injecté dans le système de régulation de pression représenté sur le schéma. À ce niveau, un manomètre précis permet de contrôler la pression imposée au réservoir ( $1\text{ bar}$ ). Une fois l'ensemble sous pression, un débitmètre à flotteur muni d'une vanne de réglage permet de réguler le débit d'injection  $q$  dans le canal.

### Système de mesure de la stratification

Le canal est stratifié grâce à l'injection à travers les barreaux horizontaux de la grille de l'eau salée dont la densité varie en fonction de la hauteur des injecteurs. Le canal étant complètement fermé, seule une mesure optique permet de capturer l'évolution de la stratification générée à son entrée par le mélange turbulent.

La LAT, acronyme venant de l'anglais *Light Attenuation technic*, qui consiste à estimer la concentration d'un composant coloré en mesurant son absorption lumineuse, est l'outil adapté pour mesurer des champs de densité le long du canal. La mise en place de cette méthode a été inspirée par les travaux de Dossmann et al. [2016] et les conseils de Loïc Mées. La démarche est la suivante : un colorant alimentaire bleu (bleu patenté) est mélangé à une solution d'eau salée de densité  $\rho$  et introduit dans le canal. Le colorant et le sel ayant un coefficient de diffusion moléculaire proche (même nombre de Schmidt), le colorant se comporte comme un traceur passif de la densité. Ainsi les zones plus diluées en sel seront aussi des zones qui absorberont moins d'intensité lumineuse.

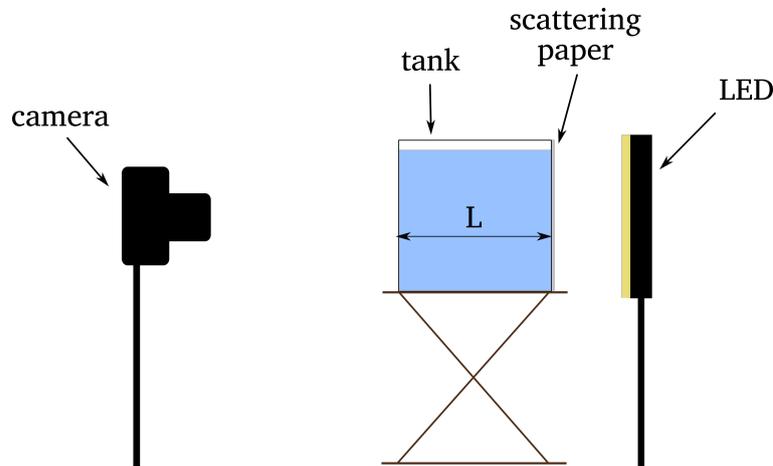


FIGURE 5.3 – Montage optique utilisé pour la calibration de la méthode de LAT.

L'utilisation de cette méthode de mesure nécessite néanmoins une calibration dont le procédé est présenté ci-après. La calibration a été réalisée à l'aide du dispositif expérimental présenté sur la figure 5.3. La source lumineuse (panneau de LED) illumine un papier diffusant (papier calque) afin d'obtenir un éclairage quasi-homogène à travers une cuve de même épaisseur que le canal  $L = 0.2$  m. L'objectif de la caméra est muni d'un filtre passe bande autour de  $\lambda = 530$  nm de largeur 10 nm. L'intensité reçue par la caméra située de l'autre côté de la cuve lorsque cette dernière est remplie d'eau douce non colorée, est notée  $I_0$ .

Lors de l'ajout de colorant dans la cuve, l'intensité reçue par la caméra diminue, on la note alors  $I$ . Le lien entre l'absorbance  $A_\lambda = \ln\left(\frac{I_0\lambda}{I\lambda}\right)$  de la solution à une longueur d'onde fixée  $\lambda$  et la concentration en colorant  $C$  dans le cas de fortes dilutions est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$A_\lambda \propto \epsilon_\lambda LC \quad (5.1)$$

avec  $\epsilon_\lambda$  le coefficient d'absorption du colorant pour la longueur d'onde  $\lambda$  considérée. Théoriquement la calibration consiste donc en la mesure du coefficient  $\epsilon_\lambda$ . Pour ce faire,

l'absorbance de différentes solutions de concentration en colorant connue sont mesurées. Une régression linéaire permet ensuite d'obtenir  $\epsilon_\lambda$ .

Cependant, l'intensité perçue par la caméra et l'intensité physique de la lumière incidente peuvent différer. Nous définirons donc l'exposition lumineuse  $H$ , qui est la quantité physique totale de lumière (énergie) reçue par une surface pendant un temps d'exposition donné. Dans notre cas, l'exposition lumineuse  $H$  est mesurée au niveau du capteur de la caméra et dépend donc des paramètres des optiques utilisées comme la focale de l'objectif  $f$ ,  $d$  le diamètre de l'ouverture,  $t_p$  le temps d'exposition, et  $T$  le facteur de transmission de l'objectif. On définira le Nombre d'ouverture :  $N = \frac{f}{d}$ . Ainsi, si  $I$  est l'intensité lumineuse (puissance par unité de surface) émise par la source,

$$H = I \times T \times \frac{t_p}{N^2}. \quad (5.2)$$

Cette expression montre que  $H$  est bien directement proportionnelle à  $I$  l'intensité réelle émise par la source :  $H = \alpha I$  où  $\alpha$  est un coefficient de proportionnalité dépendant des réglages de la camera. Ces réglages doivent alors être maintenus fixes entre la mesure du *blanc* donnant  $H_{0\lambda}$  et la mesure de  $H_\lambda$  pour obtenir

$$A_\lambda = \ln\left(\frac{H_{0\lambda}}{H_\lambda}\right) \quad (5.3)$$

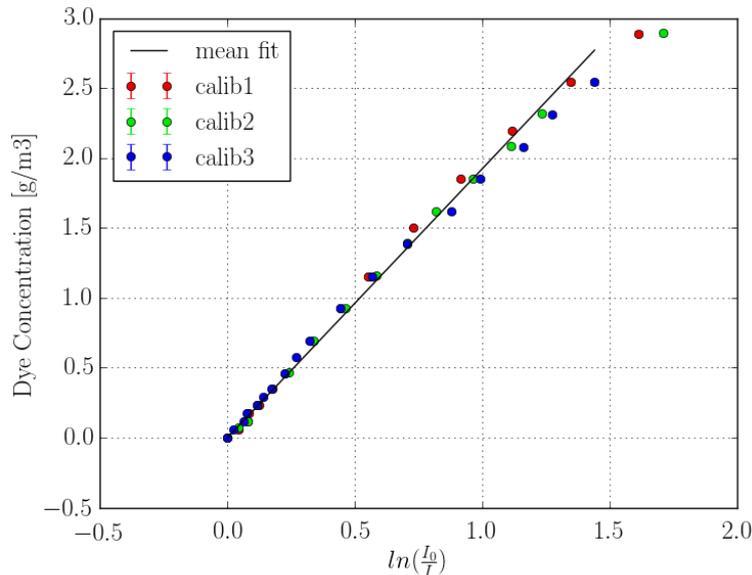


FIGURE 5.4 – Calibration réalisée avec une camera Noir et Blanc, 8bit, un objectif NIKKOR 35 mm, sur lequel un filtre passe bande centré sur  $\lambda = 535$  nm de largeur 10 nm.

Le but de notre calibration présentée sur la figure 5.4, est de faire le lien entre la concentration en colorant dans la cuve et  $H$  perçue par la camera. Ensuite, les réglages de la caméra seront maintenus constants et la calibration pourra être utilisée pour calculer la concentration en colorant dans la veine. Cette figure présente différentes calibrations, réalisées avec des éclairages différents, à des dates différentes, et avec des réglages optiques différents. Le fait que toutes les calibrations concordent témoigne de

la reproductibilité et de la fiabilité de cette méthode de mesure. Les coefficients de la régression linéaire tracée sur la figure ont été enregistrés et sont utilisés dans toute la suite pour transformer les expositions lumineuses en concentration en colorant.

### Dilution en colorant

Avant d'essayer de stratifier le canal, nous avons cherché à prédire la concentration en colorant dans la veine lorsque tous les injecteurs délivrent la même concentration  $C_0$  en colorant. Le calcul qui suit, présente la concentration en colorant attendue dans le canal pour un débit d'advection d'eau douce (densité  $\rho_0$ )  $Q$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ), un débit d'injection  $q$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) de la solution colorée de concentration  $C_i$  ( $\text{g}/\text{m}^3$ ) en colorant et de densité  $\rho_i$ , avec  $i \in [0, 19]$ . Le débit  $q$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) injecté dans chaque ligne est identique pour toutes les lignes et indépendant du fluide.

Un bilan de quantités injectées pendant une unité de temps  $dt$  par  $n$  lignes d'injections :

- masse d'eau salée :  $m = \sum_{i=0}^n \rho_i q dt$
- masse d'eau douce :  $M = \rho_0 Q dt$
- volume d'eau salée :  $v = n q dt$
- volume d'eau douce :  $V = Q dt$
- masse de colorant :  $m_c = q \sum^n C_i dt$ .

On définit  $\rho$  comme la densité obtenue après la grille si tout le fluide est mélangé de façon homogène  $\rho = \frac{M+m}{V+v}$  ce qui donne :

$$\rho = \frac{\rho_0 + r \sum_{i=0}^n \rho_i}{1 + nr}$$

avec  $r = \frac{q}{Q}$ .

La concentration  $C$  en colorant résultant de l'injection se déduit de la même manière :

$$C = \frac{q \sum_{i=0}^n C_i}{Q(1 + nr)}$$

**Injection homogène de colorant :** Ce modèle a d'abord été testé sur un cas simple où la concentration en colorant était la même dans toutes les lignes d'injection :  $C_i = C_0$ . Le modèle prédit donc une concentration en colorant dans le canal égale à  $C = \frac{qnC_0}{Q+qn}$ . La comparaison de ce modèle et des mesures réalisées dans le canal est présentée sur la figure 5.5. Les prédictions semblent en bon accord avec les relevés expérimentaux, aux incertitudes de mesure près.

**Réalisation d'une stratification en colorant** La stratification en colorant est réalisée en remplissant chaque réservoir d'injection avec une concentration différente en colorant de manière à ce que les injecteurs du bas de la grille reçoivent la plus grande concentration en colorant. La figure 5.6 présente l'évolution du profil de concentration en colorant le long du canal pour différents couples  $\{Q, q\}$ , chacun représenté par une couleur différente. Globalement, plus le débit en espèce colorée est grand, plus la concentration mesurée dans le canal est grande ce qui est cohérent et attendu. De même, plus on s'éloigne de la source d'injection, plus le profil de concentration devient homogène, ce qui signifie que le colorant initialement localisé dans la partie basse du

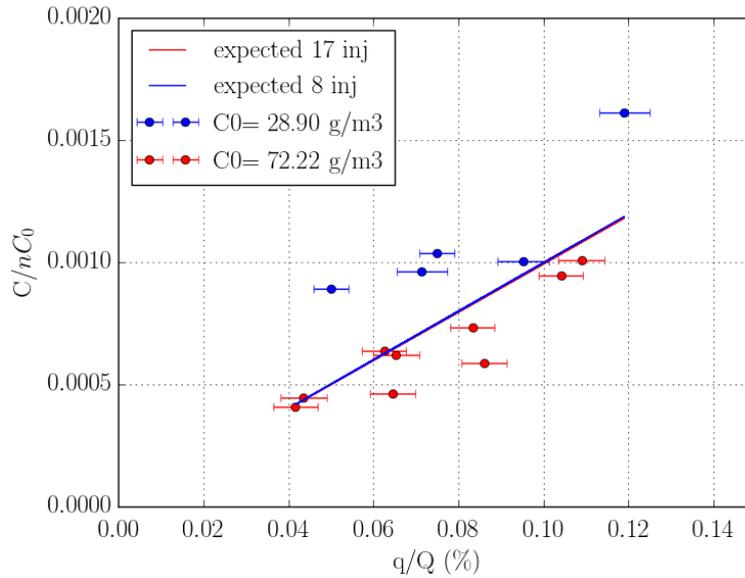


FIGURE 5.5 – **Effet de dilution dans le canal** : Les points expérimentaux représentent la concentration en colorant mesurée dans le canal grâce à la méthode de LAT pour différents rapports de débit d'injection. Les points rouges correspondent à l'utilisation de 19 lignes d'injections dans lesquelles le fluide injecté porte une concentration en colorant de  $C_0 = 72\text{g/m}^3$  et les points bleus ont été mesurés avec seulement 8 lignes d'injection pour une concentration  $C_0 = 29\text{g/m}^3$ .

canal est remonté par le mélange au cours du temps. L'advection par le débit moyen du canal transforme cette dépendance temporelle en distance à la source :  $t = \frac{d}{U}$ . Ces premiers tests, en scalaire passif étant concluants, nous passerons dans la suite à une combinaison de sel et de colorant pour nous intéresser au cas du scalaire actif.

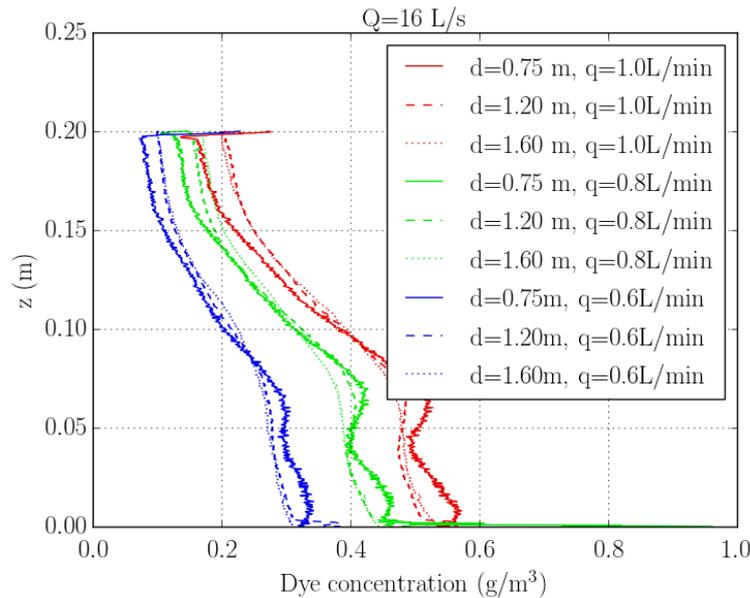


FIGURE 5.6 – **Mélange de scalaire passif le long du canal** : Chaque couleur représente un couple  $\{Q, q\}$  et chaque type de ligne correspond à une distance  $d$  à la grille.

### 5.1.2 Grille Tractée

Le principe de cette expérience est de tracter une grille dans une cuve fermée de 3m de long et 0.75m de large contenant un fluide stratifié. Deux types de stratification ont été utilisées, une stratification en bi-couche et une stratification linéaire. Ces stratifications sont produites grâce à un dispositif conçu par Alexandre Azouzi et Louis Gostiaux peu avant le démarrage de ma thèse dans le cadre de l'ANR stratimix ; il sera validé et automatisé au cours de cette thèse puis mis en place et calibré.

#### Remplissage de la cuve

La figure 5.7 représente le dispositif permettant d'obtenir une stratification. Les pompes contrôlées en débit permettent à chaque instant de prélever des volumes différents d'eau douce et d'eau salée qui se mélangent dans le circuit d'approvisionnement pour produire un fluide de densité précise  $\rho(t)$  qui peut varier dans le temps. Ce fluide est ensuite injecté au fond de la cuve via une buse dessinée dans le but de tranquilliser l'écoulement et lui permettre de s'insérer sous les couches de fluides précédentes avec le minimum de mélange. Ainsi, le remplissage commence par les couches de fluide les moins denses et finit par les plus denses. Ce système permet non seulement d'obtenir les stratifications linéaires que nous utiliserons dans la suite, mais permet également de générer n'importe quelle stratification stable.

La sonde de densité, non représenté sur la figure 5.7, est la même que celle utilisée pour l'expérience du lock-exchange. Pour rappel, elle est composée d'une sonde de conductivité et de température (MSCTI) montées sur un bras motorisé et permet de mesurer le profil de densité obtenu.

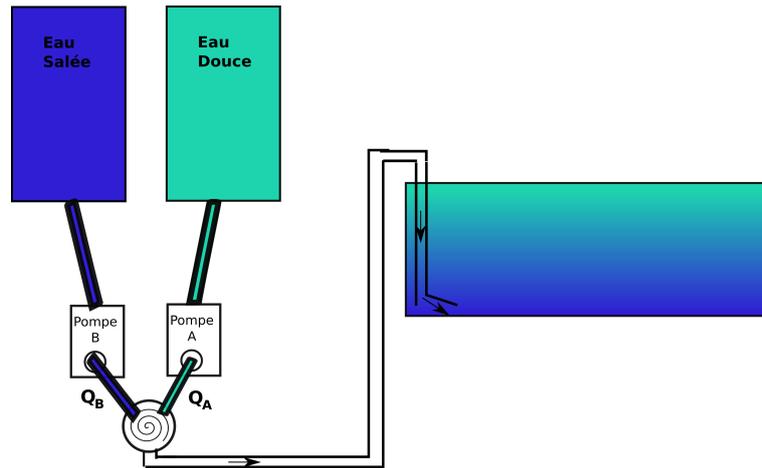


FIGURE 5.7 – Remplissage Stratifié Deux pompes A et B contrôlées en débit ( $Q_A, Q_B$ ) permettent de prélever respectivement de l'eau douce et de l'eau salée, les deux volumes d'eau se mélangent dans les tuyaux avant d'atteindre la cuve dans laquelle ils sont injectés tout au fond via une buse.

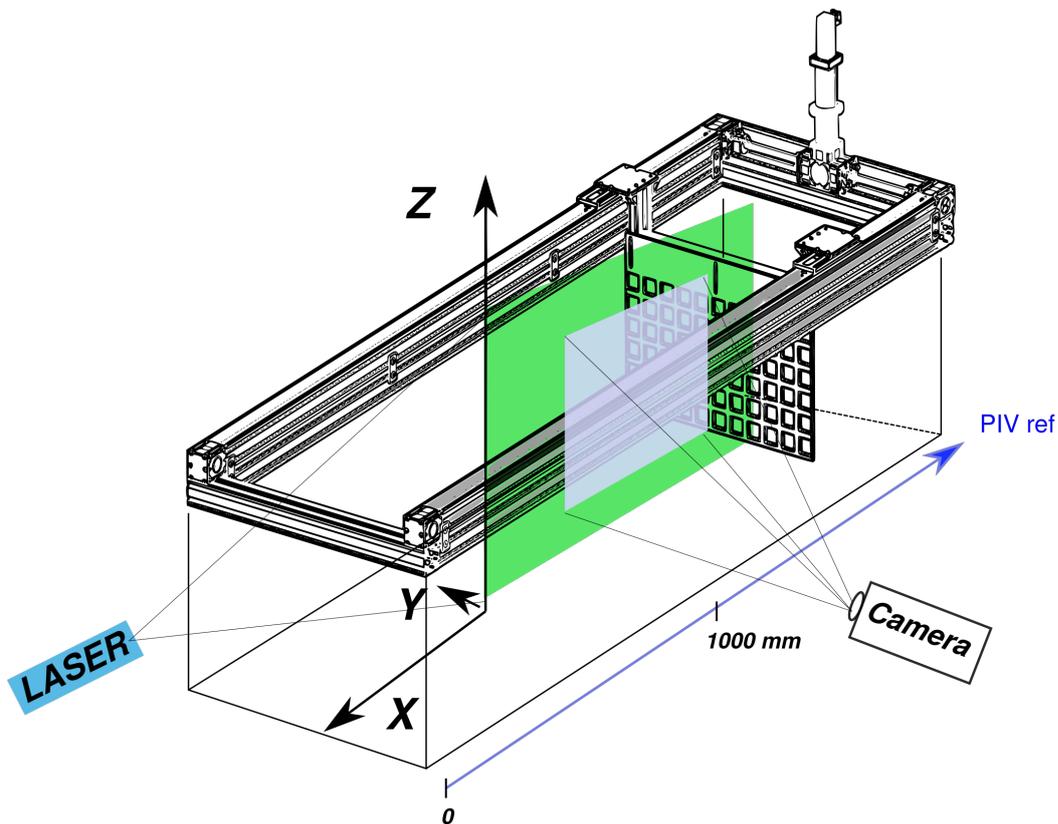


FIGURE 5.8 – Dispositif expérimental : la cuve en verre contient un fluide (eau salée, stratifié ou non) sur une hauteur  $H$ . Le fluide est mélangé à l'aide d'une grille tractée réalisant des allers-retours dans la stratification. La stratification est mesurée à l'aide d'une sonde de température et de conductivité MSCTI. La turbulence générée par la grille est caractérisée par des mesures PIV.

### Déplacement de la Grille

La figure 5.8 présente le dispositif de grille tractée ainsi que la position des éléments de PIV utilisés pour caractériser la turbulence générée par la grille. La cuve en verre

fait 2.71 m de long pour 0.76 m de large, elle supporte une unité linéaire qui permet de tracter une grille sur une longueur égale à 2.150 m. La cuve peut-être remplie de 40 cm de fluide mais nos expériences n'utilisent qu'une hauteur d'eau d'environ 30 cm. Le dispositif permettant de supporter la grille est un support ELCOM, l'unité linéaire est contrôlée par un protocole modbus qui permet de déplacer la grille<sup>3</sup> avec une vitesse comprise entre 0 et 0.4 m/s suivant l'axe  $X$  (la verticale étant donnée par l'axe  $Z$  orienté vers le haut) sur une course  $L_g = 2.150$  m.

Le grille de hauteur 38 cm, de largeur 69 cm est en PVC et possède des barreaux carrés d'épaisseur  $e = 1.2$  cm espacés de  $M = 6$  cm (distance centre à centre), sa solidité est de  $\sigma = 0.36$ . Cette grille est déplacée avec une vitesse  $U_g$  variant de 2 à 220 mm.s<sup>-1</sup>. En considérant la vitesse maximale, la force exercée par le fluide sur la grille est de l'ordre de  $F = 6.2$  N. Les choix de conception de la grille ont été guidés par les résultats obtenus par Comte-Bellot and Corrsin [1966] dans le but d'obtenir une turbulence quasi homogène isotrope déjà largement caractérisée dans la littérature, dans un milieu homogène.

## Mesures PIV

Nous avons effectué une série de mesure PIV afin de caractériser la turbulence produite par la grille en milieu homogène aux études précédentes. Nous avons utilisé un système PIV rapide disponible au LMFA<sup>4</sup>, la source laser est un LASER pulsé Nd :Yag double cavité Quantel -Brillant Twins- de longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm et de puissance maximale  $2 \times 150$  mJ. Le signal est acquis par une PCO Sensicam 12 bit commandée par un système @Lavision qui réalise aussi les premiers traitements des champs. Le plan PIV est une coupe verticale de la cuve passant par son centre pour s'éloigner au maximum des effets de bord. Le plan PIV fait 21 cm de haut et 25 cm de large donnant une échelle de conversion telle que 1 pixel correspond à  $s=0.17$  mm. L'acquisition des images est déclenchée automatiquement (à l'aide d'un script Python) sur le retour de la grille, au moment où celle-ci sort du champ de la caméra et s'arrête après 100 images (100 doublets d'images séparées de  $\delta t$ ) avec une fréquence d'acquisition de 4.03 Hz. Le mouvement des particules entre les deux images du doublet est analysé pour obtenir le champ des vitesses instantanées. Le temps  $\delta t$  entre chaque image du doublet varie en fonction de la vitesse de la grille et a été calculé de manière à ce que le déplacement des particules entre les deux images soient suffisamment grand (au moins supérieur à 1 pixel). Quand cette condition est réalisée et en l'absence de peak-locking<sup>5</sup>, un algorithme basé sur un fit gaussien permet une détection subpixel du centre de la particule. La précision de la mesure de déplacement qui en découle est de 0.04 pixel soit 0.007 mm. La fenêtre d'interrogation choisie est de  $32 \times 32$  pixels avec un recouvrement de 50%. L'erreur relative sur les champs de vitesse calculés s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\delta u}{U} = \frac{0.04s}{\delta t U} \quad (5.4)$$

3. L'ensemble du dispositif a été conçu avec l'aide d'Alexandre Azouzi (Ingénieur de recherche au LMFA) et Bruno Poirel (Technicien)

4. L'ensemble des mesures PIV ont été réalisées avec l'aide précieuse de Nathalie Grosjean, responsable des équipements PIV au LMFA.

5. Le peak-locking est le fait que l'image d'une particule est inférieure ou égale à la taille d'un pixel. Quand ce phénomène se produit, il devient impossible d'estimer la position du centre de la particule avec une précision subpixel, ce qui réduit la précision globale de la mesure

où  $U$  est la vitesse moyenne locale de l'écoulement et  $s$  le rapport de conversion pixel-mètre. Cette opération est répétée 100 fois pour chaque vitesse de grille  $U_g$  afin d'obtenir le plus de statistiques possible. La figure 5.9 présente le principe des mesures de PIV.

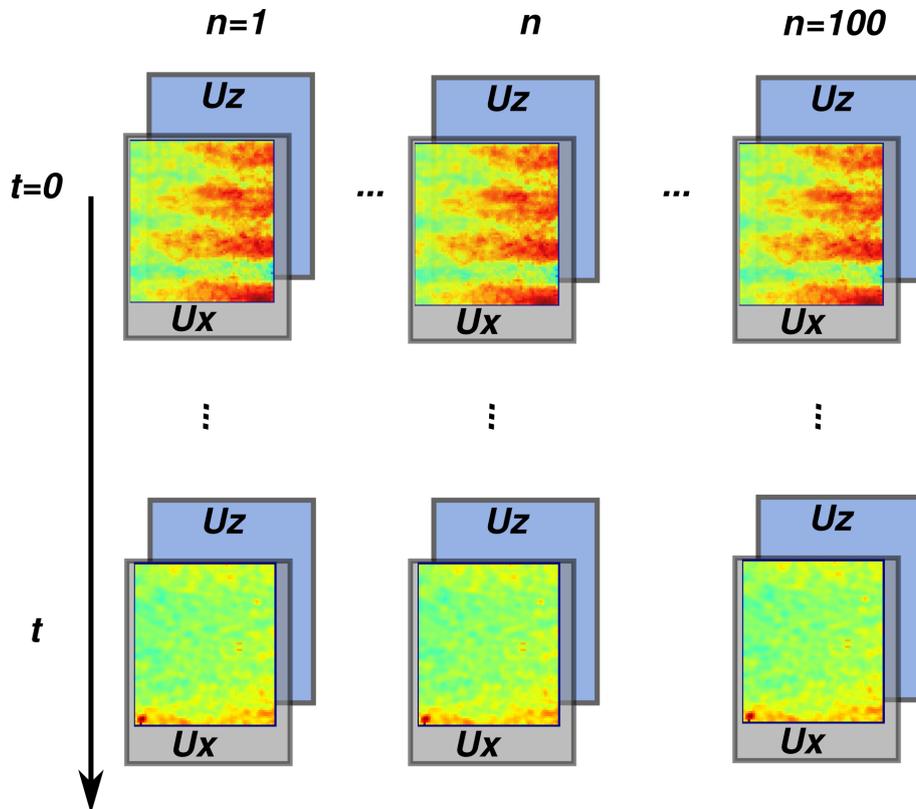


FIGURE 5.9 – Principe des mesures effectuées.  $n$  représente le nombre de répétitions de la même expérience (un passage de grille à une vitesse fixée  $U_g$ ),  $t$  est associé aux nombres d'images prises après une expérience (déclenchement lorsque la grille sort du champ de la caméra).

## 5.2 Caractérisation de la Turbulence en Milieu Homogène

### 5.2.1 Grille Tractée

#### Homogénéité

La turbulence produite par une grille dans un milieu homogène est supposée homogène isotrope à partir d'une distance de  $60M$  de la grille. Une première visualisation de ce phénomène est proposée grâce à la comparaison des figures 5.10 et 5.11 qui présentent les champs des écarts types (rms) des vitesses suivant les axes  $x$  et  $z$ . Ces écarts types, notés respectivement  $\sigma_x(x, z, t)$  et  $\sigma_z(x, z, t)$ , sont obtenus en moyennant les 100 champs de fluctuations, eux-même obtenus en retranchant l'écoulement moyen généré par la grille et correspondant au même instant  $t$  de chacune des  $n = 100$  répétitions du

passage de la grille :

$$\sigma_x(x, z, t) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u_x'^2(x, z, t)} \quad (5.5)$$

$$\sigma_z(x, z, t) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u_z'^2(x, z, t)} . \quad (5.6)$$

La figure 5.10 qui présente les champs  $\sigma_x$  et  $\sigma_z$  juste après le passage de la grille (la grille vient tout juste de quitter le champ de la caméra par la droite), exhibent le sillage des barreaux de la grille. À cet instant, la turbulence n'est donc pas homogène isotrope.

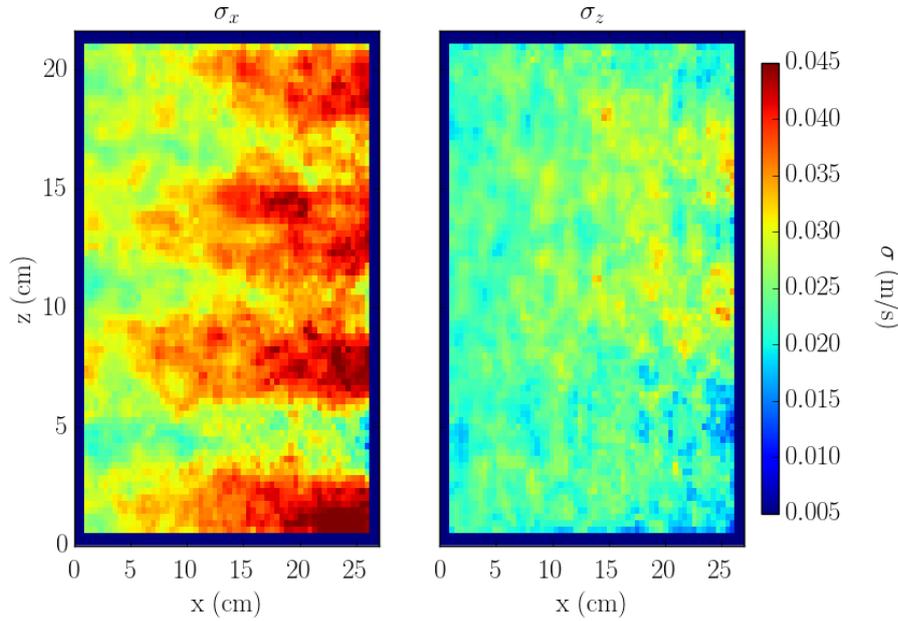


FIGURE 5.10 – **Champ de fluctuations juste derrière la grille** Le panel de droite représente la rms des fluctuations horizontales et celui de gauche les rms verticales.

Les champs des rms des fluctuations présentés sur les figures 5.10 et 5.11 ont la particularité de présenter une évolution spatiale selon l'horizontale qui correspond à une évolution temporelle de la turbulence : en effet, la grille traverse la cuve de gauche à droite. À l'instant où l'image est prise, la grille est donc plus proche et la turbulence est plus récente du côté droit du champ. On considérera que chaque colonne (position  $x$ ) du champ  $\sigma$  est décalée de la colonne suivante de  $dt = \frac{x}{U_g}$ . L'évolution temporelle des rms des fluctuations est donc obtenue en moyennant  $\{\sigma_x, \sigma_z\}$  sur chacune des colonnes et en associant à chaque valeur moyenne son temps correspondant à l'image et à la colonne d'appartenance. Le résultat est présenté sur la figure 5.12 et montre que la différence entre  $\sigma_x$  et  $\sigma_z$ , très forte aux temps courts du fait de la présence des sillages des barreaux, s'estompe rapidement (moins de 5 s) laissant place à une turbulence quasi homogène isotrope. Cette assertion peut être renforcée en regardant les corrélations doubles.

Le coefficient de corrélation  $\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r}, t)$  s'écrit à partir des fluctuations de vitesse,

$$\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, \vec{r}, t) = \frac{\overline{u_i'(\vec{x}, t) u_j'(\vec{x} + \vec{r}, t)}}{\sqrt{\overline{u_i'^2(\vec{x}, t)}} \sqrt{\overline{u_j'^2(\vec{x} + \vec{r}, t)}} , \quad (5.7)$$

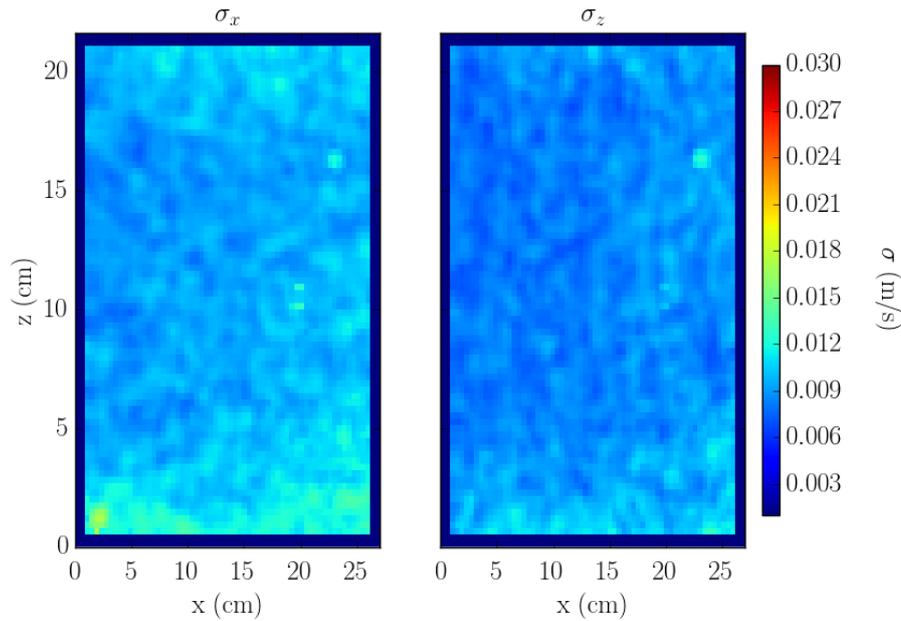


FIGURE 5.11 – **Champ de fluctuations loin de la grille.** Champ mesuré à environ 43M de la grille. Le panel de droite représente la rms des fluctuations horizontales et celui de gauche les rms verticales.

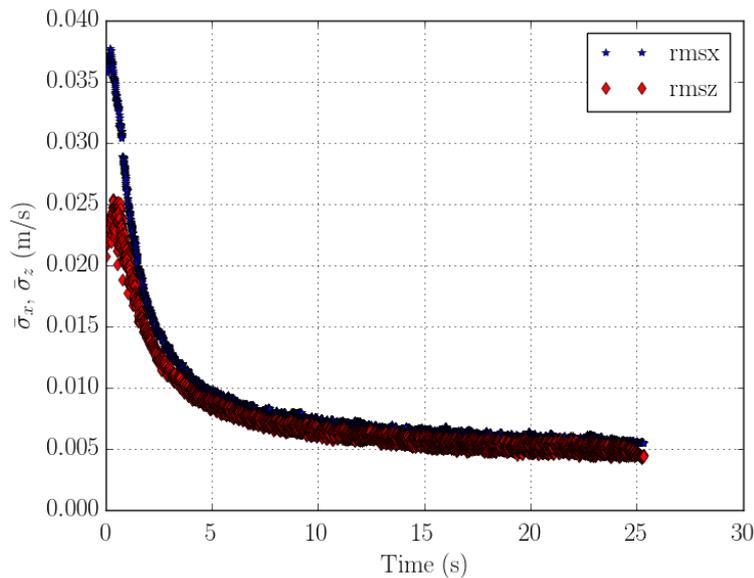


FIGURE 5.12 – **Évolution temporelle de la rms des fluctuations.** Ces mesures ont été réalisées pour une vitesse de grille de 0.21 m/s.  $t = 0$  correspond à la grille qui quitte le champ de la camera.

avec  $\vec{x}$  le vecteur position et  $\vec{r}$  le vecteur déplacement vers l'endroit à corrélérer. Dans le cas de la turbulence isotrope, les propriétés statistiques de l'écoulement doivent être inchangées par rotation par rapport à n'importe quel axe et par n'importe quelle symétrie par rapport à un plan, ce qui permet d'extraire deux uniques fonctions  $f$  et  $g$ . Ces fonctions de corrélation sont définies en utilisant la notation  $\mathcal{R}_{ij}(\vec{x}, r_x, r_y, r_z, t)$

de la façon suivante :

$$\mathcal{R}_{xx}(\vec{x}, r, 0, 0, t) = \mathcal{R}_{zz}(\vec{x}, 0, 0, r, t) = f(r, t) \quad (5.8)$$

$$\mathcal{R}_{xx}(\vec{x}, 0, 0, r, t) = \mathcal{R}_{zz}(\vec{x}, r, 0, 0, t) = g(r, t) . \quad (5.9)$$

Ces deux fonctions sont alors liées par la relation d'incompressibilité

$$g(r, t) = f(r, t) + \frac{r}{2} \frac{\partial f}{\partial r}(r, t) . \quad (5.10)$$

Ces fonctions permettent de calculer deux types d'échelle intégrale qui représentent la taille des plus grosses structures de l'écoulement,

$$L_f(t) = \int_0^{+\infty} f(r, t) dr , \quad (5.11)$$

$$L_g(t) = \int_0^{+\infty} g(r, t) dr . \quad (5.12)$$

La relation 5.10 impose alors :

$$L_f = 2L_g . \quad (5.13)$$

La figure 5.13 propose une évaluation de l'évolution des échelles intégrales en n'utilisant qu'un point situé au centre de chaque champ mesuré. Les échelles aux temps courts sont calculées à partir des mesures réalisées avec  $\delta t = 6$  ms afin de capturer les mouvements rapides du fluide dans le sillage des barreaux, aux temps longs les mesures de champs utilisées sont celles pour lesquelles  $\delta t = 30000 \mu s$  afin de garder une précision de mesure des vitesses correcte. Le panel *b*) de cette figure illustre que la relation  $L_f = 2L_g$  s'ajuste plutôt bien à notre expérience et ce dès les premiers temps signifiant ainsi que les sillages visibles juste derrière la grille n'affectent que très peu la validité de (5.13). Nous considérerons donc dans la suite que la turbulence produite par la grille est bien quasi-homogène isotrope.

## 5.2.2 Estimation de l'énergie injectée par la grille

Dans ce paragraphe nous nous attachons à estimer l'énergie injectée par la grille dans la stratification. L'équation (5.14), extraire de Osborn [1980] représente l'évolution de l'énergie dans un écoulement stratifié. Comme l'explique Osborn [1980] si la turbulence est quasi-homogène isotrope, l'effet des gradients spatiaux est négligeable. De façon plus générale, étant donnée que nous réalisons des bilans d'énergie sur un domaine fermé, les termes en noir, parce qu'ils peuvent se mettre sous la forme d'une divergence, disparaissent.

$$-\frac{d\bar{e}}{dt} - \bar{U}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{u'_i u'_j}{S_p} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_{S_p} - \frac{\partial(\overline{u'_j e})}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\overline{u'_j p'})}{\partial x_j} = \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\rho} (\overline{u'_i \rho'})}_b + \underbrace{\nu \left( \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \right)^2}_c \quad (5.14)$$

Cette équation devient donc :

$$-\frac{d\bar{e}}{dt} - \underbrace{\frac{u'_i u'_j}{S_p} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_{S_p} = \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\rho} (\overline{u'_i \rho'})}_b + \underbrace{\nu \left( \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \right)^2}_c , \quad (5.15)$$

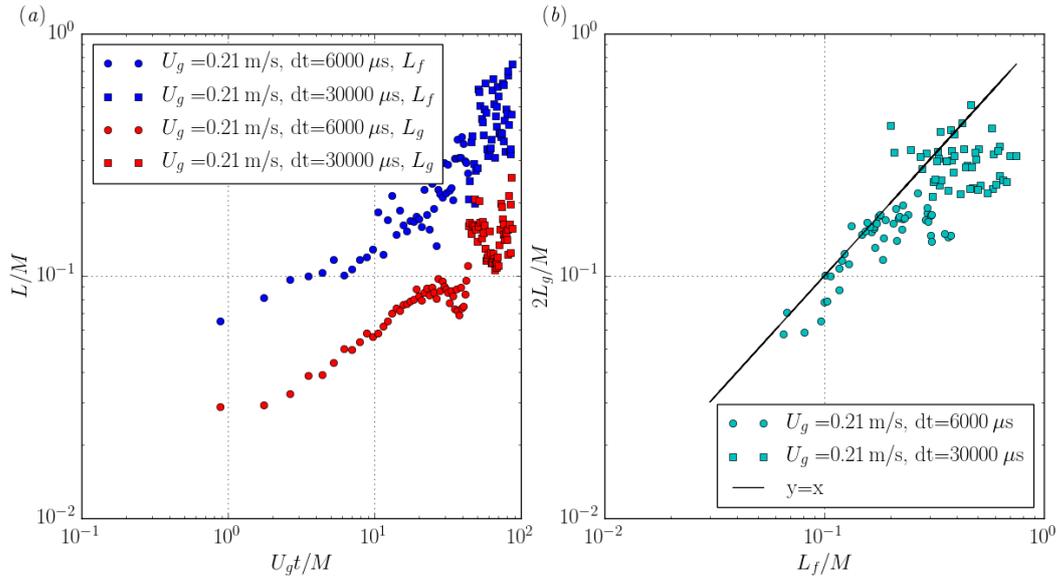


FIGURE 5.13 – Échelles intégrales en fonction du temps, calculées en un point au centre de chaque champ. La figure a) représente  $L_f$  (bleu) et  $L_g$  (rouge) en fonction du temps addimensionné par  $\frac{M}{U_g}$ . La figure b) représente  $2L_g$  en fonction de  $L_f$ , en noir une droite de pente 1 : 1 a été portée pour guider le regard. Les ronds associés aux temps courts ont été mesurés avec  $\delta t = 6000$   $\mu$ s et les carrés (temps longs) associés à des vitesses de déplacement plus faibles ont été mesurés avec  $\delta t = 30000$   $\mu$ s.

avec  $-\frac{d\bar{e}}{dt}$  le terme de décroissance temporelle de l'énergie cinétique turbulente, lié au déclin,  $S_p$  le terme de production par le champ moyen,  $b$  le flux de flottabilité qui convertie une partie de l'énergie cinétique en énergie potentielle et enfin  $\epsilon$  la dissipation visqueuse.

Malheureusement, nous n'avons pas pu réaliser de mesure PIV en présence de stratification, nous avons donc été contraints de faire l'hypothèse que  $b$  est faible devant le terme de dissipation et affecte peu les bilans d'énergie. Nous travaillons donc en milieu homogène où

$$-\frac{d\bar{e}}{dt} - \underbrace{u'_i u'_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_{S_p} = \nu \underbrace{\left( \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \right)^2}_{\epsilon}, \quad (5.16)$$

et  $\epsilon$  est une mesure de l'énergie injectée par la grille. Nous avons alors testé deux façons d'estimer  $\epsilon$  à partir des fluctuations de vitesse. La première utilise l'échelle intégrale et sera notée  $\epsilon_{L_f}$ , la deuxième utilise le déclin de l'énergie cinétique et sera noté  $\epsilon_k$  dans le souci de distinguer deux estimations d'une même quantité.

### Méthode par échelle intégrale

Les échelles intégrales peuvent être utilisées pour estimer le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon_{L_f}$ . La loi d'échelle utilisée :

$$\epsilon_{L_f} = C \left( \frac{q^2}{3} \right)^{3/2} \frac{1}{L_f}, \quad (5.17)$$

où  $q^2 = 3\frac{\sigma_x^2 + \sigma_z^2}{2}$  est une estimation du double de l'énergie cinétique et  $C$  est une constante. Bos et al. [2007] ont montré que cette constante était comprise dans l'intervalle [0.41, 0.69], nous prendrons donc une valeur moyenne  $C = 0.5$ .

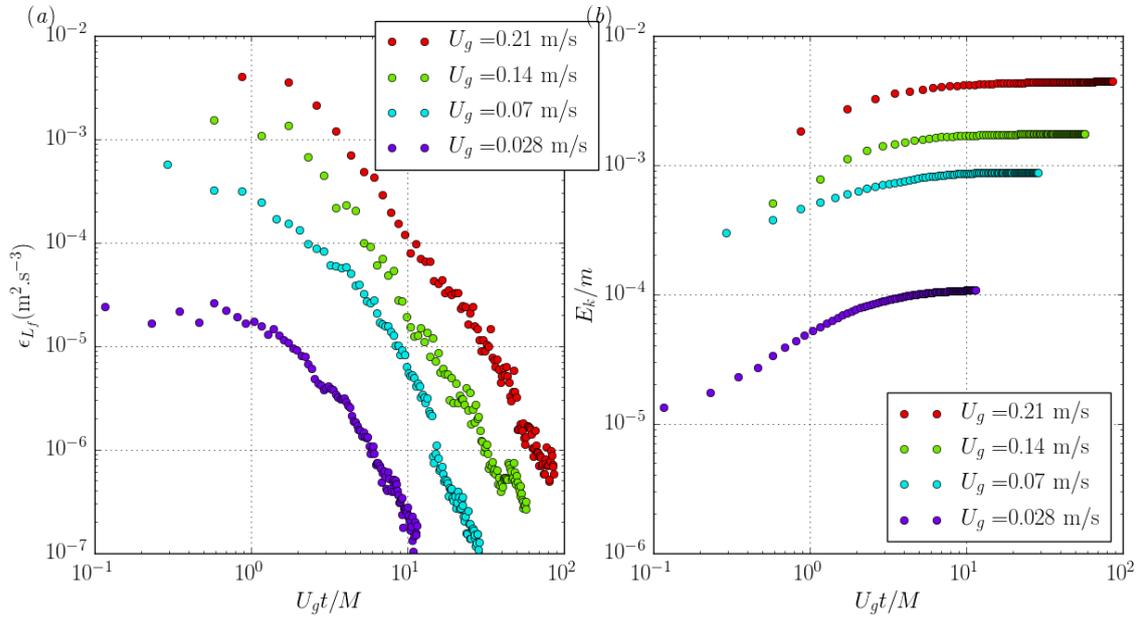


FIGURE 5.14 – **Évaluation de  $\epsilon$  et  $E_k$  en utilisant  $L_f$ .** Le calcul utilise la relation (5.17),  $m$  est la masse de fluide contenue dans la cuve. **a)** Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente en fonction du temps, pour différentes vitesses de grille. **b)** Énergie cinétique turbulente injectée au cours du temps pour différentes vitesses de grille.

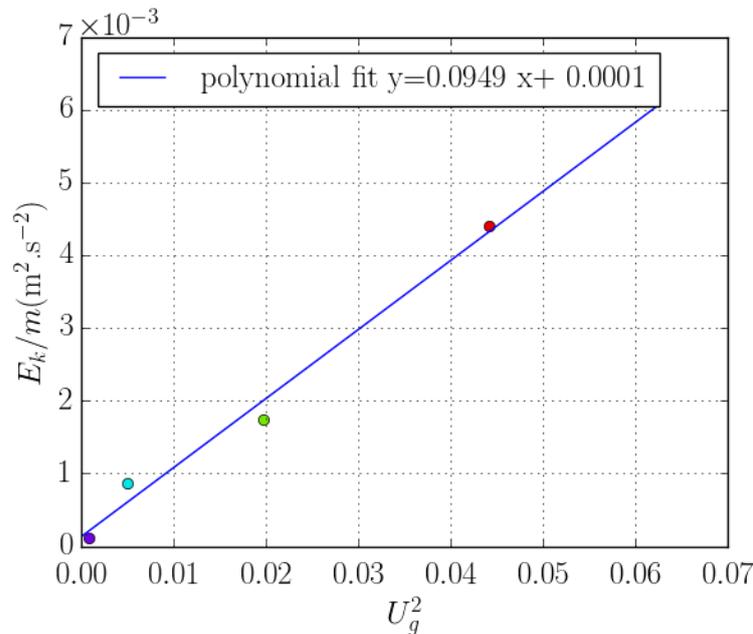


FIGURE 5.15 – **Évolution de  $E_k$  en fonction de la vitesse de grille  $U_g$ .** Un ajustement quadratique est proposé en bleu.

La figure 5.14 a) montre la décroissance de  $\epsilon_{L_f}$  en fonction du temps pour différentes vitesses de grille  $U_g$ . Théoriquement l'énergie turbulente  $E_k$  injectée par la grille dans

la stratification peut être déduite de  $\epsilon_{L_f}$  (voir figure 5.14 b) :

$$E_k = m \int_0^{+\infty} \epsilon_{L_f} dt . \quad (5.18)$$

Techniquement, le temps d'intégration pour le calcul de  $E_k$  est limité par le temps  $t$  d'acquisition des images en PIV. L'évolution temporelle de

$$E_k(t) = m \int_0^t \epsilon_{L_f}(t') dt' \quad (5.19)$$

a été tracée pour différentes vitesses de grille sur la figure 5.15. Il en ressort que l'énergie estimée augmente avec le temps d'intégration jusqu'à converger vers une valeur plateau (quand  $\epsilon_{L_f}$  tend vers 0) et que quelle que soit la vitesse de grille, de la plus grande ( $U_g = 0.21$  m/s) à la plus faible ( $U_g = 0.028$  m/s),  $E_k$  a convergé pour  $\frac{U_g t}{M} = 10$ , soit avant la fin du temps d'intégration. Ceci signifie que l'énergie converge sur une distance de 10 pas de grille pour une course totale de  $35M$ . Nous utiliserons, dans la suite, la valeur de ce plateau pour l'estimation de  $E_k$ . Le résultat de cette intégration est présenté sur la figure 5.14 b) et atteste de la croissance de l'énergie cinétique injectée par la grille avec la vitesse  $U_g$  de celle-ci. L'ajustement d'un polynôme d'ordre 1 sur les données expérimentales  $U_g^2$  et  $E_k$  souligne la dépendance quadratique attendue entre  $U_g$  et  $E_k$ .

### Déclin de l'énergie cinétique

Le taux de décroissance de l'énergie cinétique turbulente et l'énergie cinétique turbulente  $E_k$  injectée par la grille peuvent aussi être calculés plus directement en regardant le déclin de l'énergie cinétique au cours du temps.

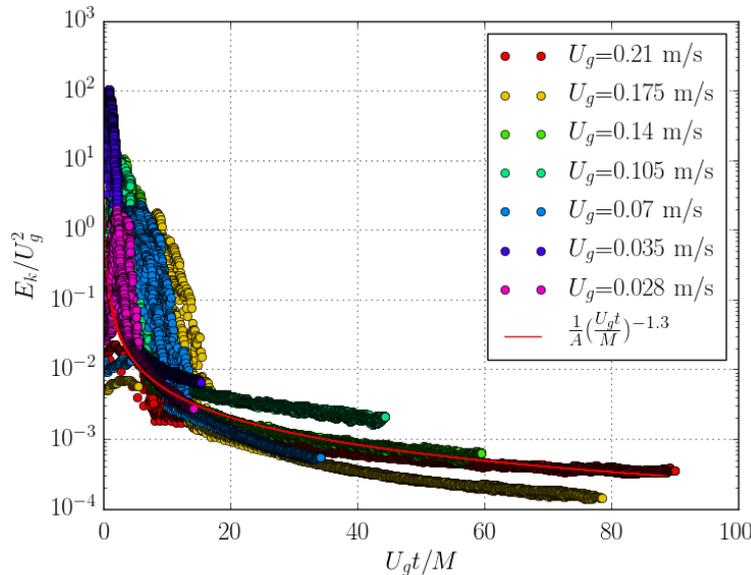


FIGURE 5.16 – Déclin de l'énergie cinétique pour différentes vitesses de grille  $U_g$ . La courbe en trait plein représente la loi de décroissance de l'énergie cinétique proposée avec la relation (5.20), avec  $A = 10$  pour  $U_g = 0.21$  m/s.

La loi de décroissance de l'énergie cinétique pour une turbulence quasi-isotrope a la forme suivante :

$$\frac{\overline{u_x^2}}{U_g^2} = \frac{1}{A} \left( \frac{U_g t}{M} - \frac{U_g t_0}{M} \right)^{-n} \quad (5.20)$$

où  $U_g$  est la vitesse de la grille et  $M$  la taille de sa maille, avec  $n=1.3$ ,  $A=30$  et  $t_0$  est la référence temporelle que nous prendrons égale à 0. Le déclin de l'énergie cinétique,

$$E_k = \frac{3}{4}(\sigma_x^2 + \sigma_z^2), \quad (5.21)$$

est présenté sur la figure 5.20. Cette estimation de l'énergie cinétique se justifie en considérant que la turbulence est quasi-isotrope et que  $E_k = \frac{3}{2}\sigma^2$  avec  $\sigma$  la valeur moyenne de la rms des fluctuations de vitesse, telle que  $\sigma^2 = \frac{1}{2}(\sigma_x^2 + \sigma_z^2)$ . Le résultat principal de cette figure est la bonne adéquation entre le modèle théorique de décroissance en turbulence homogène isotrope et nos données à partir de  $\frac{U_g t}{M} > 15$ , ce qui atteste une nouvelle fois de la validité des hypothèses faites quant au type de turbulence générée par la grille.

Le déclin de  $E_k$  peut être utilisé pour calculer le taux de décroissance de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  toujours sous l'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope :

$$\epsilon_k = -\frac{3}{2} \frac{\partial \overline{u_x'^2}}{\partial t} = -\frac{\partial E_k}{\partial t} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (5.22)$$

or  $\overline{u_x'^2} \propto t^{-n}$  ce qui donne :

$$\epsilon_k \propto \frac{1}{2} n t^{-(n+1)}. \quad (5.23)$$

Expérimentalement les résultats de Comte-Bellot and Corrsin [1966] montrent que  $n \approx 1.156$  pour une turbulence homogène isotrope, or leurs résultats montrent aussi que la turbulence derrière une grille n'est isotrope qu'une vingtaine de mailles en aval de la grille, ce qui, dans notre expérience représente 120 cm.

La figure 5.17 a) présente le déclin de  $\epsilon_k(t)$  issu de nos mesures PIV au cours du temps. Il s'avère que la loi de puissance (5.23) s'ajuste bien sur les données expérimentales. L'offset vertical entre les courbes diminue avec la vitesse de la grille, il est donc proportionnel à l'énergie initiale injectée. La figure 5.17 b) présente une estimation de l'énergie cinétique injectée par la grille  $E_k$  pendant le temps de mesure. Nous estimons qu'à la fin du temps de mesure la quasi-totalité de l'énergie cinétique turbulente a été convertie.

### Comparaison des estimations de $E_k$

La figure 5.18 représente en diamants rouges  $E_k$  calculée à partir de l'échelle intégrale et en ronds bleus celle calculée à partir du déclin de l'énergie cinétique. Alors que pour les vitesses de grille les plus faibles, les deux estimations concordent assez bien, un écart se creuse à partir de  $U_g = 0.1$  m/s pour finir avec un facteur 4 entre les deux estimations pour  $U_g = 0.21$  m/s. L'origine de cet écart provient probablement des différences de définition de  $\epsilon$ . Nous remarquons que les résultats provenant du déclin de l'énergie cinétique sont plus bruités et semblent sous-estimer l'énergie. Nous travaillerons donc dans la suite avec les valeurs d'énergie calculée à partir de l'échelle intégrale. Le problème de ces deux méthodes est qu'elles ne sont que des estimations de l'énergie injectée, au temps court le terme de production  $S_p$  domine et l'utilisation du déclin de l'énergie cinétique sous-estime l'énergie injectée ce qui peut expliquer une partie des différences observées. Néanmoins, la méthode utilisant l'échelle intégrale n'est pas parfaite non plus puisque la constance  $C$  dépend fortement de l'écoulement ce qui ne permet d'obtenir qu'une estimation en ordre de grandeur de l'énergie injectée, nous l'utiliserons donc dans la suite.

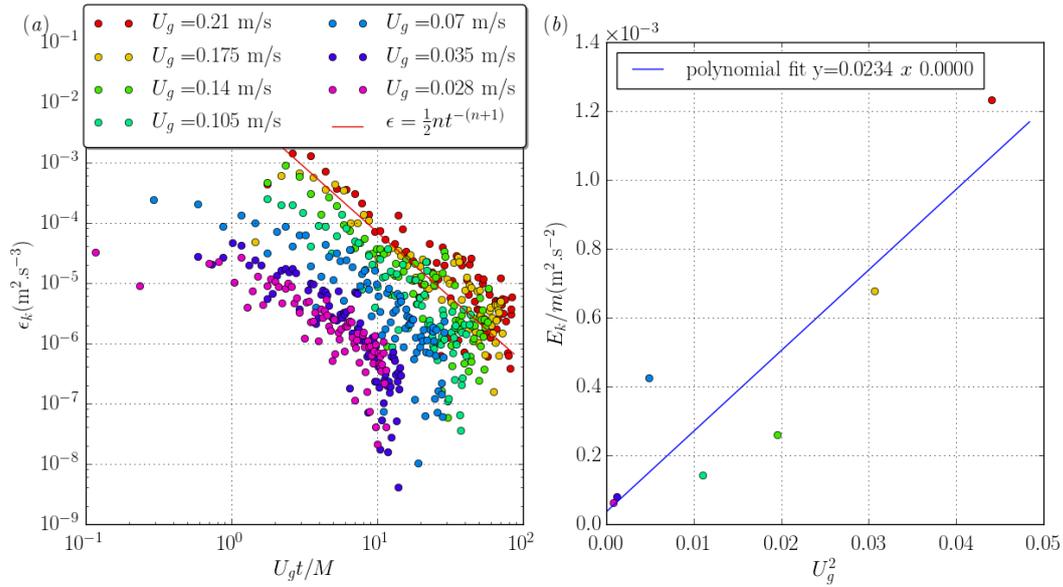


FIGURE 5.17 – Évaluation de  $\epsilon$  et de l'énergie injectée par la grille dans la stratification à l'aide du déclin de l'énergie cinétique. La figure a) montre le déclin de  $\epsilon$  au cours du temps pour différentes vitesses de grille. La figure b) montre  $E_k$  l'énergie cinétique turbulente injectée par le mouvement de la grille.

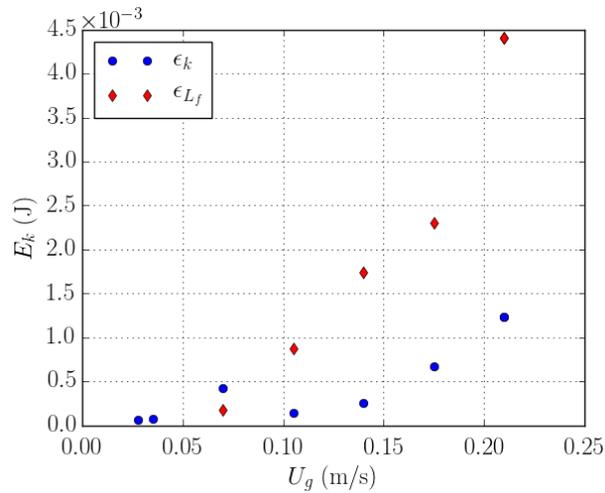


FIGURE 5.18 – Comparaison des estimations de  $E_k$ .

### 5.2.3 Canal Hydraulique

Ce dispositif est très similaire à celui de la grille tractée. Cette fois-ci, la grille est fixe et l'écoulement de vitesse moyenne  $U_g$  est stationnaire. L'évolution de la turbulence avec la distance à la grille est alors l'équivalent de l'évolution temporelle décrite précédemment. La caractérisation complète de la turbulence générée à l'entrée du canal hydraulique a été réalisée par Lenoir [2011] durant sa thèse. Nous utiliserons directement ses résultats dont une sélection est présentée ci-après.

Le déclin de la turbulence en milieu homogène avec la distance à la grille est présenté sur la figure 5.19 et exhibe une loi de décroissance caractéristique de la turbulence

homogène isotrope :

$$\frac{\sigma_x^2}{\bar{U}_x^{-2}} = A \left( \frac{x}{M} \right)^n, \quad (5.24)$$

avec  $A = 3.8 \times 10^{-2}$  et  $n = -1.22$ . Le flux d'énergie cinétique turbulente dans une section  $S$  d'abscisses  $x$  du canal est donc

$$\Phi_k(x) = \frac{3}{2} S A \bar{U}_x^{-2} \left( \frac{x}{M} \right)^n \quad (5.25)$$

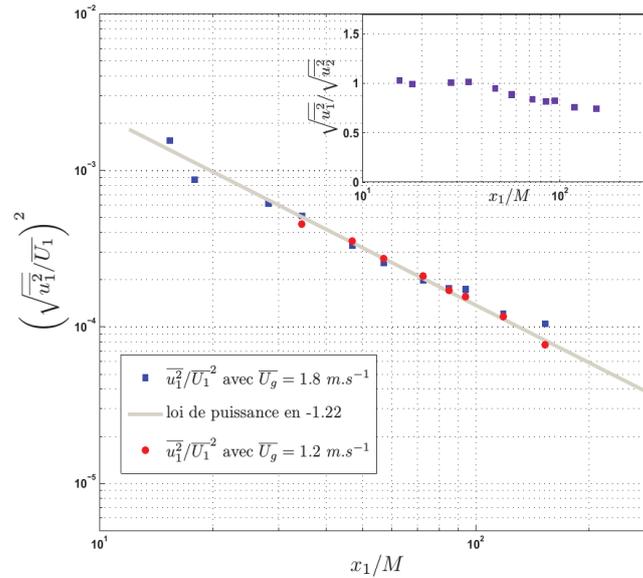


FIGURE 5.19 – **Déclin des fluctuations de vitesse dans le canal.** Figure extraite de Lenoir [2011].  $U_g$  est la vitesse débitante au niveau de la grille,  $x_1 = x$  est la distance à la grille,  $u_1$  représente les fluctuations de vitesse dans la direction  $x$  et  $u_2$  est suivant la verticale  $z$ .

L'isotropie du champ de vitesse générée a elle aussi été vérifiée notamment à l'aide des corrélations doubles menant au calcul de l'échelle intégrale. Il en résulte que la turbulence produite par la grille, en milieu homogène et en dehors des couches limites du canal est quasi-homogène ce dont nous nous satisfaisons.



# Chapitre 6

## Mélange dans un bi-couche

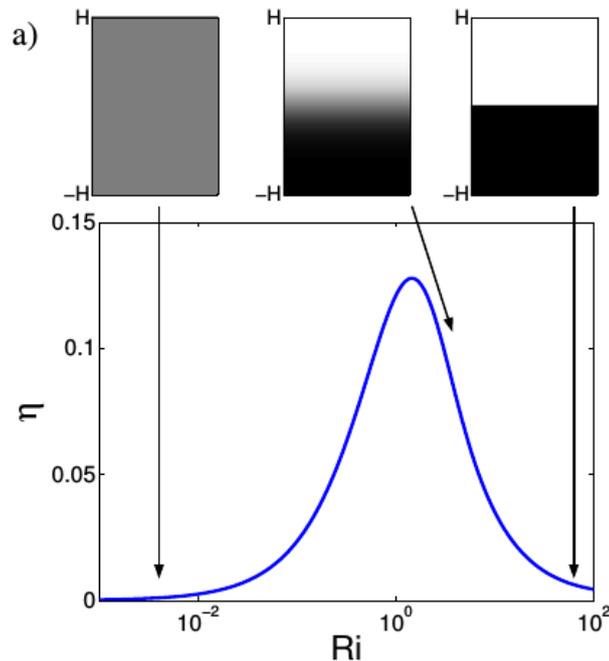


FIGURE 6.1 – Prédications de  $\eta$  issues de Venaille et al. [2017] en fonction du nombre de Richardson global  $Ri$ . Le nombre de Richardson est basé sur la hauteur  $H$  de chacune des couches de fluides :  $L = H$ .

Nous commencerons par étudier le mélange dans une stratification simple : un bi-couche composé d'une couche de fluide homogène et peu dense siégeant au dessus d'une couche plus dense, elle aussi homogène. Entre les deux couches se trouve une interface fortement stratifiée dont nous allons étudier l'impact. Nous utiliserons un nombre de Richardson basé sur la différence de densité entre les deux couches de fluides

$$Ri = \frac{Lg \frac{\Delta\rho}{\rho_0}}{U^2}, \quad (6.1)$$

avec  $L$  la grandeur caractéristique de l'écoulement. Venaille et al. [2017] ont étudié cette configuration particulière à l'aide de la physique statistique, leurs résultats, présentés sur la figure 6.1, montrent que l'efficacité de mélange est une fonction en cloche du nombre de Richardson. Elle croît avec le nombre de Richardson pour  $Ri < 1$ , jusqu'à atteindre la valeur maximale  $\eta = 0.13$  pour  $Ri = 1$ . Cette tendance est indépendante de la forme initiale de la stratification alors que la valeur maximale de l'efficacité de

mélange obtenue dépend de la forme (bi-couche ou stratification linéaire) de la stratification initiale ( $\eta = 0.25$  pour une stratification linéaire initialement). L'explication avancée est qu'à faible nombre de Richardson, la dissipation l'emporte fortement sur le mélange, faisant chuter l'efficacité de mélange. La deuxième partie de la courbe, à grand Richardson, décroît car une forte stratification limite le mélange.

La spécificité du mélange dans un fluide bi-couche est corroborée par les résultats obtenus en turbulence de grille par Linden [1980] dans une stratification bi-couche. Ces résultats contrastent avec ceux obtenus par différents auteurs en stratification linéaire (voir figure 4.3) et laissent à penser qu'une interface franche modifie la dynamique du mélange. Pour ce faire nous avons utilisé les deux dispositifs présentés précédemment que sont le canal hydraulique et la grille tractée.

## 6.1 Mélange d'un bi-couche par la grille tractée

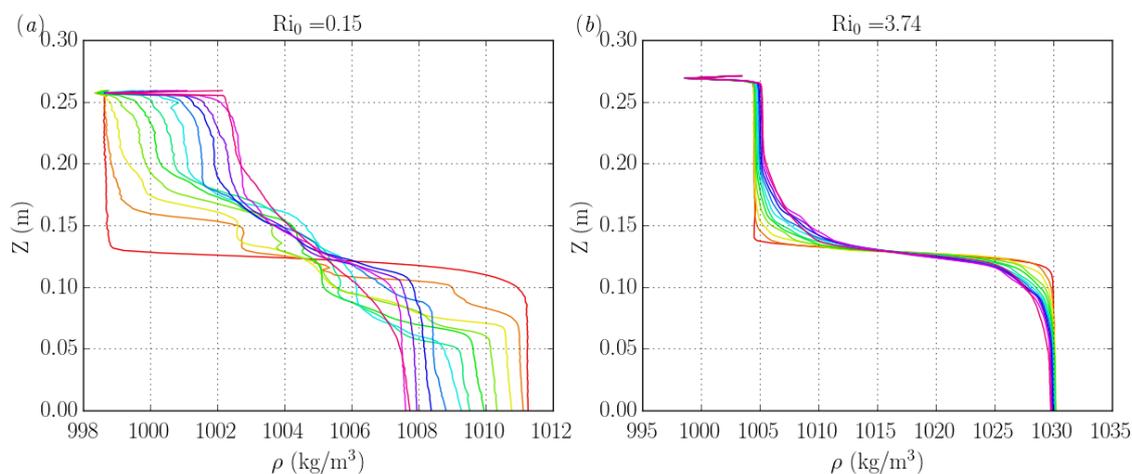


FIGURE 6.2 – Évolution des profils de densité au cours des passages de la grille dans le cas d'un état initial bi-couche : Les profils de densité ont été mesurés dans l'ordre suivant : le rouge est le profil initial, les profils s'enchaînent ensuite, entre chaque passage de grille, allant du orange vers le violet. **a)** Cas faible Richardson  $Ri_0 = 0.15$ ,  $U_g = 0.21$  m/s, **b)** Cas grand Richardson  $Ri_0 = 3.74$ ,  $U_g = 0.07$  m/s.

La cuve contenant la grille tractée est remplie d'un bi-couche dont l'écart en densité entre les couches est noté  $\Delta\rho$ . Cet état constitue l'état initial de notre expérience que l'on caractérise en mesurant son profil de densité. La grille est ensuite activée pour dix aller-retours de la grille à une vitesse  $U_g$ . Un profil de densité est mesuré après un temps de repos (2 min) entre chaque aller-retour afin d'enregistrer les étapes *intermédiaires* du mélange. À la fin de l'expérience, le fluide est laissé reposer avant de mesurer le profil caractérisant l'état final. Les variables utilisées sont l'intensité  $\Delta\rho$  de l'interface du bi-couche et la vitesse  $U_g$  de la grille.

L'évolution de ces profils de densité est représenté sur la figure 6.2. Cette figure illustre bien l'effet du nombre de Richardson : à faible Richardson  $Ri_0 < 1$  (figure 6.2 **a**)), le bi-couche est rapidement transformé en stratification linéaire : l'énergie cinétique injectée est grande devant l'énergie potentielle de la stratification autorisant ainsi le mélange. À l'inverse à grand Richardson  $Ri_0 > 1$  (figure 6.2 **b**)), même si l'interface s'épaissit au fur et à mesure des passages de la grille, les profils restent proches d'un

état bi-couche dans lesquels il est possible de distinguer au centre une couche de mélange, et aux extrémités deux couches *intactes* de même densité que le fluide initial. Nous nous référerons à ces couches comme les *couches quasi-homogènes*. Dans ce cas, l'énergie injectée par la grille est inférieure à l'énergie potentielle de la stratification ce qui limite les mouvements verticaux dans le fluide ainsi que le mélange.

De façon similaire à l'expérience du Lock-Exchange, la variation d'énergie potentielle de fond est calculée à partir des profils de densité initiaux et finaux comme présenté sur la figure 6.3 **a**). Cette fois, et à la différence de l'expérience précédente, l'énergie cinétique ne dérive pas de l'énergie potentielle disponible mais est directement injectée par la grille. Nous utiliserons ici l'estimation de l'énergie injectée par la grille  $E_k$  issue des mesures PIV en milieu homogène pour calculer l'efficacité de mélange  $\eta = \frac{\Delta E_p}{E_k + \Delta E_p}$ . Les résultats sont présentés sur la figure 6.3 **b**).

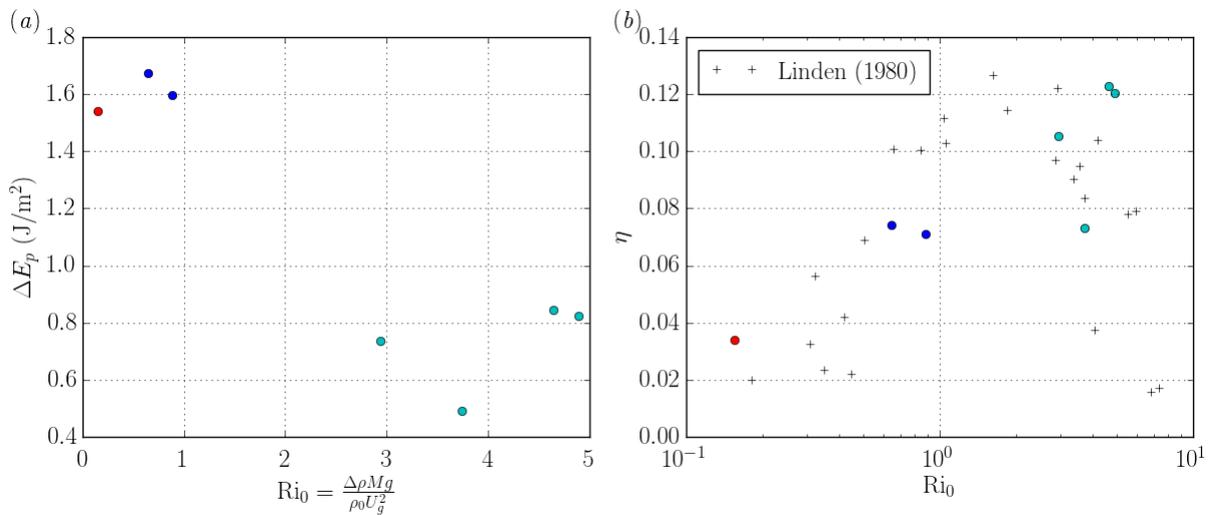


FIGURE 6.3 – Évolution du mélange en fonction de la différence de densité initiale entre les couches  $\Delta\rho$ . Les points rouges correspondent à une vitesse de grille de  $U_g = 0.21$  m/s, pour les points bleus  $U_g = 0.14$  m/s et pour les points cyans  $U_g = 0.07$  m/s. **a**) Variation de l'énergie potentielle de fond entre l'état initial et l'état final en fonction de  $\Delta\rho$ . **b**) Efficacité de mélange associée comparée aux points de Linden [1980].

La première observation est que la variation d'énergie potentielle décroît quand le nombre de Richardson  $Ri_0 = \frac{\Delta \rho M g}{\rho_0 U_g^2}$  augmente. L'efficacité de mélange, elle, décrit une courbe en cloche présentant un maximum  $\eta \approx 0.14$  pour un nombre de Richardson proche de l'unité, très proche de celle prédite par la physique statistique (figure 6.1) et des résultats expérimentaux de Linden [1980]. Nous interprétons ce phénomène comme le fait que l'énergie injectée par la grille est, pour les faibles Richardson, bien plus grande que l'énergie nécessaire au mélange, le trop plein est alors dissipé en chaleur. Puis, l'augmentation de la stratification rend le mélange plus coûteux en énergie ce qui fait augmenter le rapport entre l'énergie consommée par le mélange et l'énergie injectée et donc l'efficacité de mélange. Pour  $Ri_0 > 1$ , l'énergie potentielle limite les mouvements verticaux et les échanges entre les deux couches de fluide, l'énergie cinétique est donc dissipée dans les couches homogènes et l'efficacité de mélange décroît. Les mesures permettant de visiter de plus grands nombres de Richardson n'ont pas été réalisées à cause de la difficulté de conserver une calibration stable de la sonde conductimétrique sur une gamme de densité aussi grande mais pourraient faire l'objet d'une expérience

intéressante.

## 6.2 Mélange d'un bi-couche dans le canal

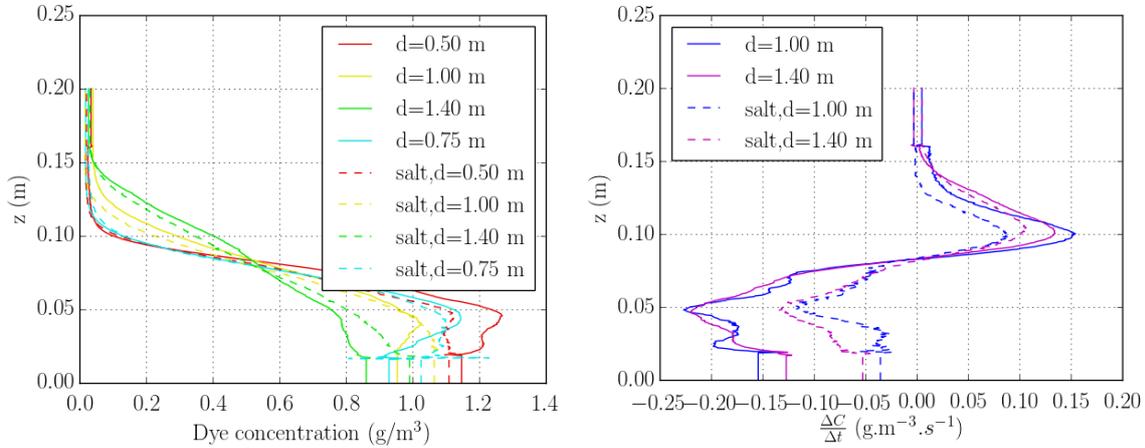


FIGURE 6.4 – Comparaison de la diffusion du colorant entre une écoulement homogène et stratifié. La stratification injectée est une marche : les 6 injecteurs du bas de la grille sont alimentés par un fluide de densité  $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$  et de concentration en colorant  $C_0 = 100 \text{ g.m}^{-3}$  pour les courbes en trait plein et  $\rho = 1100 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $C_0 = 100 \text{ g.m}^{-3}$  pour les courbes en traits pointillés. Chaque couleur correspond à une distance à la grille générant la turbulence et la stratification. La figure de droite représente la variation de la concentration en colorant par rapport au profil initial le long du canal. Les courbes en pointillés représentent les expériences réalisées en présence de sel, les courbes en trait plein sont issues des expériences de scalaire passif (colorant uniquement).

La figure 6.4 permet de comparer la diffusion d'une marche de concentration en colorant entre les cas dit de *scalaire passif* où le fluide coloré est à la même densité que le fluide de l'écoulement principal (courbes en trait plein) et les cas dit de *scalaire actif* où le fluide coloré est aussi chargé en sel lui donnant une densité supérieure à celle de l'écoulement dans le canal, générant par la même occasion une marche de densité (stratification en densité). Pour cette expérience le débit dans le canal était de  $Q = 16 \text{ L.s}^{-1}$ . Ce débit correspond à une vitesse moyenne de  $\bar{U}_g = 0.4 \pm 0.05 \text{ m.s}^{-1}$ . Les différentes distances étudiées correspondent respectivement à 50, 100 et 140 motifs de grille  $M$ . Le nombre de Reynolds de grille associé est  $\text{Re}_g = 4000$ . La densité du fluide dans les injecteurs est de  $\rho = 1100 \text{ kg/m}^3$  et la dilution en sortie donne une concentration maximale de  $\rho = 1002 \text{ kg/m}^3$ .

L'évolution des courbes du scalaire passif sur la figure 6.4 est attendue : le long de la veine, la stratification en colorant est mélangée par la turbulence et le profil s'homogénéise passant d'un quasi-bicouche à une stratification linéaire. Le fait que les courbes en pointillés montrent une quantité de sel plus grande au fond du canal et plus faible en haut du canal que les courbes correspondantes en traits pleins montre que la stratification tend à diminuer le mélange : la quantité de colorant transférée du bas vers le haut du canal diminue, stabilisant le bicouche. Cette tendance est appuyée par la figure de droite qui présente les variations de concentration en colorant le long du canal par rapport au premier profil mesuré ( $d_0=50 \text{ cm}$ ). La distance au premier profil

a été transformée en temps en utilisant la vitesse d'advection dans le canal  $U_g = \frac{Q}{S}$  où  $S$  est la section du canal, ce qui donne :

$$\Delta C(d) = C(d) - C(d_0)$$

$$\Delta t = \frac{d - d_0}{Q/S}.$$

Le mélange est donc plus important en présence d'un scalaire passif, mais il reste conséquent et quantifiable en présence d'une stratification en densité. La figure 6.5 propose une quantification du mélange stratifié en densité par le biais de l'efficacité de mélange. Cette efficacité est calculée à partir de l'évolution des profils de densité entre 0.5 m et 1 m de distance de la grille et entre 1.0 m et 1.40 m de la grille. L'énergie cinétique volumique  $\mathcal{E}_k$  injectée par l'écoulement est calculée en intégrant l'expression de l'énergie cinétique trouvée par Lenoir [2011] :

$$\mathcal{E}_k = \int_0^x \frac{3}{2} AU^2 \left( \frac{x'}{M} \right)^n dx' \quad (6.2)$$

$$\Delta \mathcal{E}_k(x_1, x_2) = \frac{3}{2M^n} \frac{AU^2}{n+1} (x_2^n - x_1^n) \quad (6.3)$$

Les efficacités mesurées sont extrêmement faibles dans cette configuration, de l'ordre de 0.2%, comparée aux efficacités mesurées dans le cas du cisaillement où elles pouvaient atteindre 25%. Ceci peut s'expliquer par le fait que la stratification obtenue dans le canal, compte tenu de la grande dilution imposée par les caractéristiques du dispositif, est très faible comparée à l'énergie injectée. Ainsi, on injecte trop d'énergie comparée à la capacité de mélange des structures turbulentes. La croissance de l'efficacité de mélange avec la distance à la grille vient du déclin de l'énergie cinétique le long du canal et donc d'une diminution du *trop plein* d'énergie.

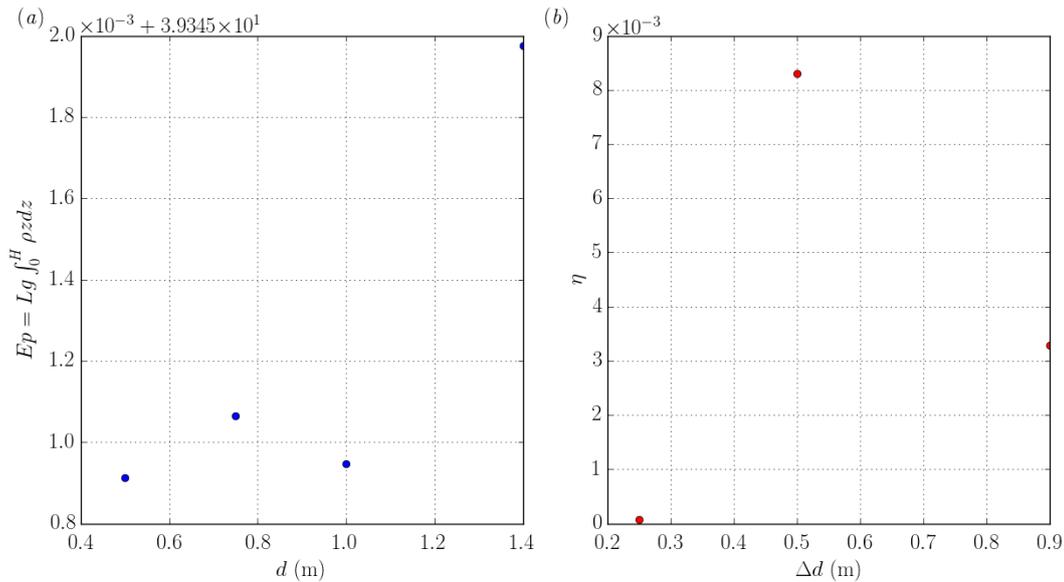


FIGURE 6.5 – **Efficacité de mélange le long du canal.** *a)* Énergie potentielle en fonction de la distance à la grille. *b)* Efficacité de mélange en fonction de la distance au premier profil mesuré.

### 6.3 Conclusion

Ces premiers travaux sur le mélange d'un bi-couche par une turbulence de grille ont permis de mettre en évidence la variation de l'efficacité de mélange avec le nombre de Richardson. Dans un premier temps nous avons montré que nos expériences permettaient de retrouver les résultats de Linden [1980] et que les prédictions de la physique statistique décrivent bien nos résultats. De même, nous avons aussi pu comparer sur un même dispositif le mélange d'un scalaire passif et d'un scalaire actif, et montré que la stratification limite le mélange. Malheureusement, le temps a manqué pour exploiter pleinement les capacités de ce dispositif : l'indisponibilité de l'expérience pendant près de 8 mois pour remise en état et le temps nécessaire à la mise en place d'un protocole de LAT satisfaisant ont un peu limité notre étude. Pour aller plus loin, notamment avec l'expérience du canal, une mesure précise de la vitesse de l'écoulement pour chaque fréquence imposée au moteur de la pompe serait nécessaire. Ceci peut être réalisé en utilisant la méthode de la LDA<sup>1</sup> qui permettrait par la même occasion de cartographier l'écoulement.

Ces expériences, simples à première vue, sont en réalité chargées de phénomènes physiques : à l'effet de la stratification s'ajoute l'effet de la présence d'une interface dans le fluide. Cette inhomogénéité verticale complexifie énormément l'interprétation de l'expérience en partie à cause de l'arrivée d'un nouveau paramètre : la taille du domaine. En effet, si les hauteurs caractéristiques des deux couches du bi-couche deviennent grandes devant celle de la couche de mélange alors une grande partie de l'énergie de l'écoulement ne sert plus au mélange mais est dissipée dans une couche homogène. Afin de démêler ces deux effets, nous proposons dans la suite de se focaliser uniquement sur les effets de stratification en utilisant des fluides stratifiés linéairement.

---

1. Laser Doppler Anemometry

# Chapitre 7

## Mélange dans une stratification linéaire

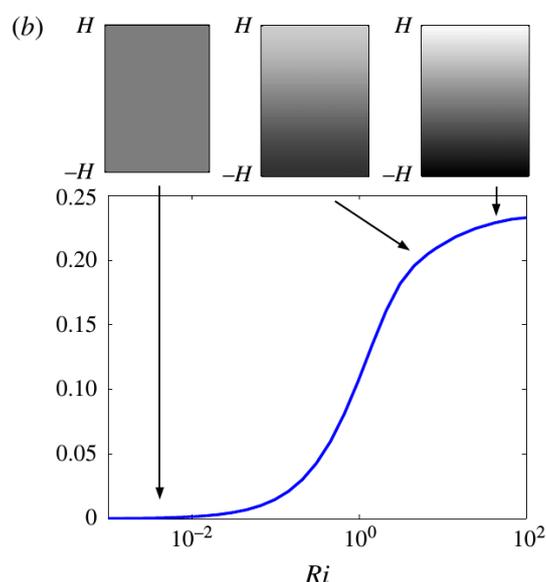


FIGURE 7.1 – Prédications de  $\eta$  issues de Venaille et al. [2017] en fonction du nombre de Richardson global  $Ri$  pour des stratifications linéaires. Le nombre de Richardson est basé sur la hauteur  $H$  de chacune des couches de fluides :  $L = H$ .

Dans ce chapitre nous considérerons des stratifications dites *linéaires*, autrement dit, des stratifications dans lesquelles la densité varie linéairement avec la coordonnée verticale  $z$ . Pour rappel, la stratification linéaire est caractérisée par sa pulsation caractéristique, ou encore pulsation de Brunt-Väisälä  $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ . Cette étude a été uniquement menée dans la cuve munie de la grille tractée car le canal ne permet pas encore d'obtenir aisément une large gamme de stratifications. Les paramètres que nous faisons varier sont la vitesse  $U_g$  de la grille et la stratification  $N$ . Leurs effets respectifs peuvent être comparés en utilisant le nombre de Froude :  $Fr = \frac{U_g}{NM}$  où  $M$  est la taille d'une maille de la grille. De façon complètement équivalente, il est possible d'utiliser le nombre de Richardson  $Ri_0 = \left(\frac{NM}{U_g}\right)^2$ , sachant que

$$Ri_0 = \frac{1}{Fr^2} . \quad (7.1)$$

Ces deux nombres comparent l'énergie cinétique des grandes échelles de la turbulence ( $\sim M$ ) à l'énergie potentielle nécessaire pour déplacer verticalement une particule dans la stratification sur la même distance  $M$ . Ainsi pour les grands nombres de Froude ( $Fr \gg 1$ ,  $Ri_0 \ll 1$ ), le système est dit *faiblement stratifié* et les variations de densité se comportent comme un scalaire passif car l'énergie cinétique injectée est très supérieure à l'énergie potentielle de la stratification. À l'inverse, les petits nombres de Froude (grand Richardson) représentent les cas où la stratification domine et limite les échanges verticaux, le système sera dit *fortement stratifié*. C'est justement pour les fortes stratifications que l'étude des stratifications linéaires est particulièrement intéressante. En effet, comme présenté sur la figure 7.1, le comportement de l'efficacité aux grands nombres de Richardson diffère du cas bi-couche : l'efficacité de mélange sature à une valeur asymptotique de  $\eta = 0.25$  au lieu de décroître pour former une courbe en cloche comme dans le cas précédent.

La stratification linéaire est produite par le système des deux pompes présentés sur la figure 5.7. Hormis la génération de la stratification, le mode opératoire utilisé est le même que dans le cas de l'étude de la grille tracée dans le bi-couche : la grille est tractée et réalise 10 aller-retours dans la stratification à la vitesse  $U_g$ . Des profils de densité sont mesurés dans les états de repos initiaux et finaux ainsi qu'entre chaque aller-retour de la grille. La stratification  $N$  qui caractérise une expérience est définie dans l'état initial et on considère que ses variations sont faibles au cours des 10 aller-retours, ce qui est bien vérifié expérimentalement.

## 7.1 Efficacité et coefficient de mélange

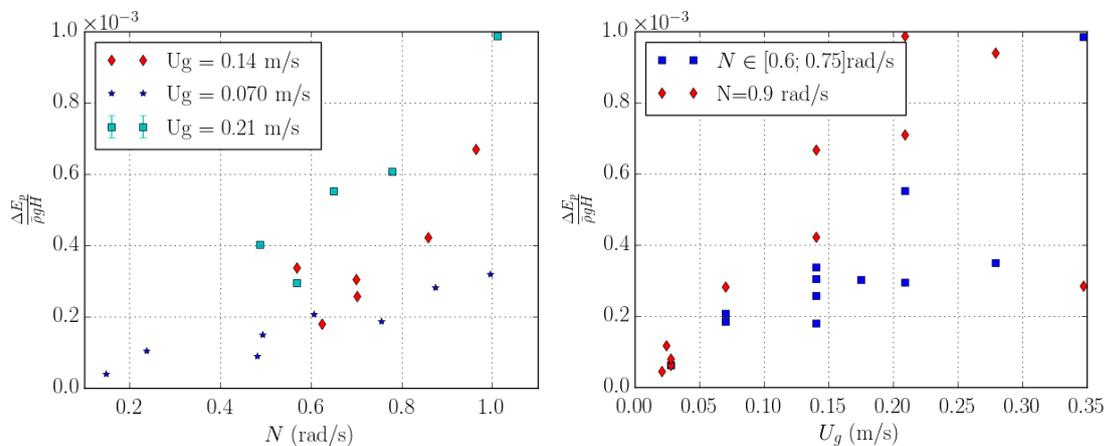


FIGURE 7.2 – **Influence de la stratification et de la vitesse de grille sur le mélange.** L'énergie potentielle est adimensionnée par l'énergie potentielle initiale de la stratification  $\bar{\rho}gH$ . Les données de la figure de gauche ont été obtenues en fixant  $U_g$  et en faisant varier la stratification. La figure de droite montre l'influence de la vitesse de grille à  $N$  fixée.

Dans un premier temps nous avons étudié séparément les influences de  $N$  et  $U_g$  sur l'augmentation de l'énergie potentielle associée au mélange. Les résultats d'une sélection d'expériences sont portés sur les figures 7.2 et montrent qu'à vitesse de grille fixée, l'énergie de mélange ( $\Delta E_p$ ) augmente avec  $N$ . Étant donné que les expériences présentés sont faiblement stratifiées, cette observation peut s'expliquer en considérant que le sel joue ici le rôle d'un traceur passif : la taille des structures turbulentes est

sensiblement la même pour toutes les stratifications ( $\sim M$ ), or pour une même taille de structure turbulente, les particules déplacées par un tourbillon ont une différence de densité avec le milieu environnant plus grande si  $N$  est plus grand. Cette tendance devrait néanmoins s'estomper lorsque le nombre de Richardson devient grand devant l'unité (cas fortement stratifié) et que la taille des structures turbulentes est contrainte par la stratification.

Lorsque  $N$  est fixé, le mélange augmente avec la vitesse de la grille : il augmente avec l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente injectée dans le fluide. On note cependant une dispersion des points expérimentaux lorsque plusieurs expériences sont réalisées à la même vitesse de grille : les faibles variations d'énergie potentielle sont difficiles à mesurer. Forts de ces résultats, nous avons importé les valeurs de l'énergie cinétique turbulente injectée, calculée grâce aux mesures PIV en milieu homogène pour chaque vitesse de grille, afin d'évaluer l'efficacité de mélange

$$\eta = \frac{\Delta E_p}{\Delta E_p + \Delta E_k}. \quad (7.2)$$

Les résultats sont présentés sur les figures 7.3. Ces figures mettent en lumière plusieurs phénomènes décrits ci-après. Premièrement,  $\eta$  croît avec l'augmentation de la stratification toujours dans le cas faiblement stratifié. La figure 7.3 de droite semble indiquer qu'à stratification fixée  $\eta$  décroît quand  $U_g$  croît, ce qui est cohérent avec la position relative des courbes sur la partie de gauche de la même figure. La grille apporte plus d'énergie que la stratification ne peut en dissiper par mélange. Ainsi l'énergie supplémentaire apportée par l'augmentation de la vitesse de la grille est directement convertie en chaleur. Ceci justifie l'utilisation du nombre de Richardson  $Ri_0$  et du nombre de Froude  $Fr$  pour regrouper sur une seule courbe ces deux tendances comme présenté sur la figure 7.4. Deux représentations équivalentes sont ici proposées afin de faciliter la comparaison avec la littérature.

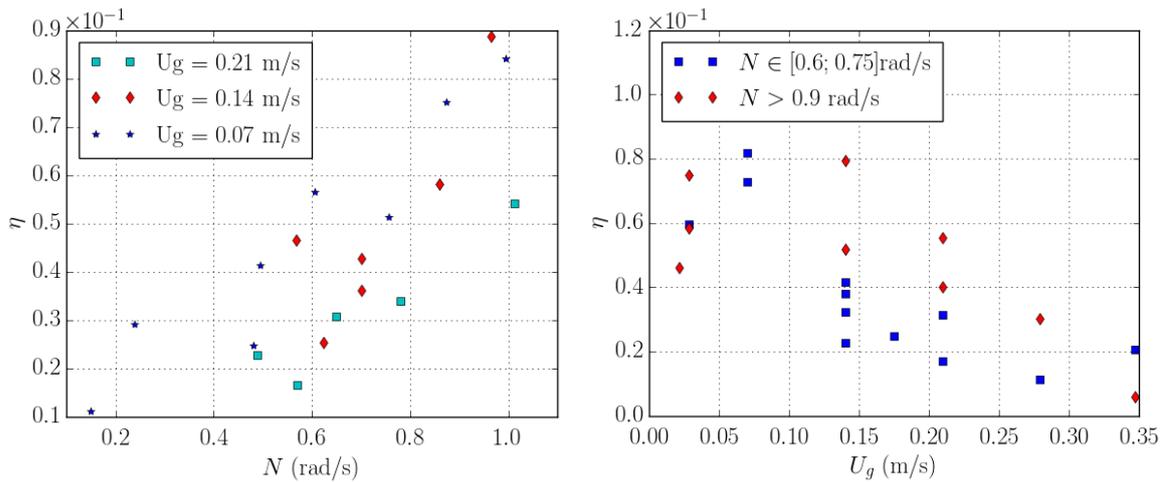


FIGURE 7.3 – **Influence de la stratification et de la vitesse de grille sur  $\eta$ .** La figure de gauche représente l'évolution de  $\eta$  à vitesse de grille fixée et la figure de droite représente l'évolution de  $\eta$  à stratification fixée.

La première figure exhibe uniquement nos résultats expérimentaux et met en perspective la valeur frontière  $Fr = 1$  qui marque le changement de régime entre un écoulement dominé par la stratification ( $Fr < 1$ ) et un écoulement dominé par la turbulence ( $Fr > 1$ ). Dans la partie dominée par la stratification, la diminution de  $N$  favorise le

mélange en autorisant l'augmentation de la taille des grandes échelles, il en résulte une croissance du coefficient de mélange avec  $Fr$ . À l'inverse, pour  $Fr > 1$  la stratification n'est plus un frein au mélange : l'échelle intégrale sature à  $L_t \approx M$ . Ainsi dans un fluide déjà homogénéisé sur  $M$ , augmenter l'énergie injectée dans la stratification (augmentation de  $U_g$ ) résulte en un faible gain d'énergie potentielle et une forte dissipation en chaleur qui explique la chute du coefficient de mélange avec l'augmentation de  $Fr$ .

Les valeurs du coefficient de mélange sont comparées sur la deuxième figure, aux résultats présentés dans l'introduction. Nos points expérimentaux coïncident assez bien avec les prédictions théorique de Venaille et al. [2017] qui stipulent que pour de faibles nombres de Richardson ( $Ri_0 \ll 1$ ) et dans le cas d'une stratification linéaire,

$$\eta = \frac{1}{6} Ri_0. \quad (7.3)$$

**Comparaison avec les simulations numériques :** La figure 7.3, propose une comparaison des données expérimentales avec deux types de simulations numériques : les DNS en déclin de Delache *et al.* et les DNS forcée de Maffioli et al. [2016] et de Stretch et al. [2010]. Les DNS, *Direct Numerical Simulation*, résolvent directement les équations de Navier-Stokes sur les points du maillage. Leur précision dépend donc du maillage choisi.

Commençons par la comparaison avec le cas le plus proche de notre expérience : les DNS de Delache *et al.* réalisées dans une boîte fermée, non périodique qui autorise, grâce à un modèle de pénalisation des bords l'évolution de la stratification au cours de l'expérience. Une turbulence homogène isotrope est injectée à  $t = 0$  dans une stratification  $N$  puis est laissée décliner en mélangeant le système. Les tendances pour le coefficient de mélange  $\Gamma$  calculé de la même façon que dans l'expérience sont similaires à celle que nous observons, hormis les valeurs prises par  $\Gamma$  qui sont un peu plus élevée. Il est remarquable que le maximum de la courbe expérimentale coïncide avec le maximum des simulations à  $Ri_0 = 1$  malgré la différence de définition de nombre de Richardson. En effet, le Richardson des expériences est basé sur les paramètres de la grille  $U_g$  et  $M$  alors que celui des DNS en déclin s'appuie sur la rms des fluctuations de vitesse prise au maximum  $\sigma_m$  de la dissipation et de l'échelle intégrale  $L_t$ . Or ces deux types de grandeurs ne sont pas équivalentes :

$$\frac{\sigma_m}{U_g} \approx 0.1 \quad (7.4)$$

$$\frac{L_f}{M} \approx 0.1 \quad (7.5)$$

au niveau du maximum de dissipation (maximum de  $\epsilon$ ). Néanmoins, notre Richardson étant construit comme le rapport de ces deux grandeurs

$$Ri_0 = \left( \frac{NM}{U_g} \right)^2 \approx \left( \frac{NL_f}{\sigma_m} \right)^2, \quad (7.6)$$

l'impact de la variation de cette définition devrait être minime en accord avec ce qui est observé.

Le cas des DNS forcées est un peu différent même si globalement les courbes de Maffioli et al. [2016] et Stretch et al. [2010] présentent les mêmes tendances décalées d'une décade et avec des valeurs de  $\gamma$  pouvant atteindre le triple de celles observées expérimentalement.

Ces différences viennent de la nature forcée de la simulation réalisée dans une boîte périodique dans une stratification  $N$  fixée et à nombre de Reynolds de flottabilité  $Re_b$  fixé lui aussi contrairement au cas du déclin où le système parcourt au cours du temps une trajectoire non ponctuelle dans l'espace  $\{Re_b, Ri\}$ . Les expériences numériques de DNS en déclin ont montré que le système dans le cas de la turbulence en déclin se réorganise à grand Richardson pour obtenir un Richardson local proche de 1, limitant ainsi l'observation de très hautes efficacités de mélange. De plus, les DNS forcées imposent notamment l'égalité entre le flux de flottabilité  $\rho'u'_z$  et du flux de variation d'énergie potentielle de fond qui n'est pas forcément observé expérimentalement : un retournement grande échelle augmente instantanément l'énergie potentielle du système mais s'il n'y a pas mélange alors il n'affecte pas l'énergie potentielle de fond. Les différences entre régime forcé et déclin rendent difficile la comparaison entre les résultats obtenus. L'une des différences majeures se situe à grand nombre de Richardson : les DNS forcées semblent indiquer que le coefficient de mélange, après être passé par un maximum, décroît avec  $Ri_0$  pour se stabiliser à une valeur plateau alors que les expériences et les simulations en déclin montre une décroissance du coefficient vers 0. Pour Maffioli et al. [2016] cette différence vient justement de la chute de  $Re_b$  dans le cas du déclin. Ce phénomène soulève la question de savoir quelle est l'approche la plus *réaliste* pour la modélisation d'écoulements géophysiques, discussion que nos expériences ne permettent pas de conclure.

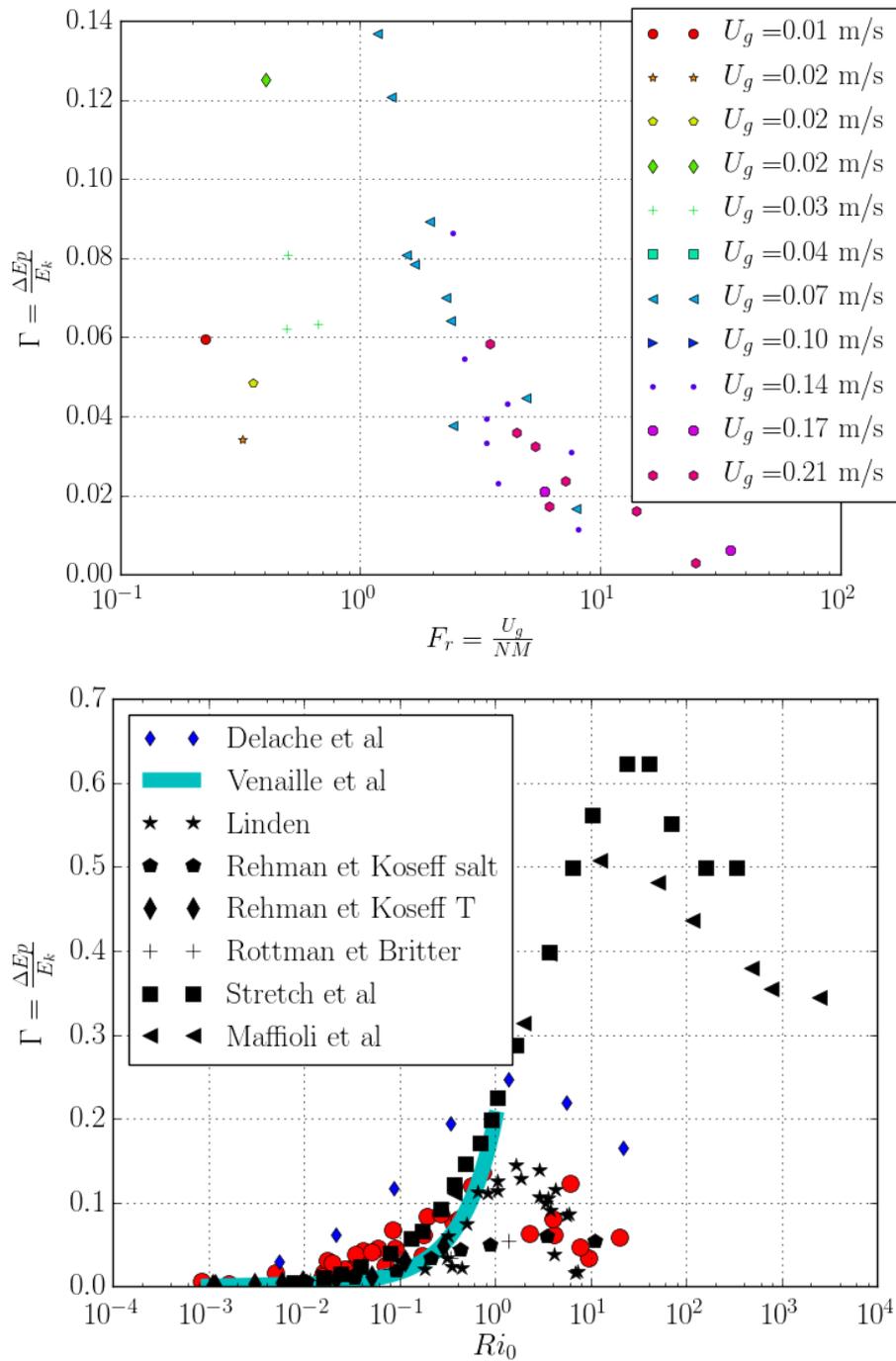


FIGURE 7.4 – **Évolution de  $\Gamma$  en fonction des nombres de Froude et de Richardson.** La figure du haut représente uniquement nos données expérimentales, celle du bas ajoute aux données expérimentales en rouge une comparaison aux résultats expérimentaux de Linden [1980] (étoiles), Rehmann and Koseff [2004] (pentagones pour les stratifications en sel et losanges pour les stratifications en température), Britter et al. [1983] (croix), Maffioli et al. [2016] (triangles noirs) et Venaille et al. [2017] (ligne continue cyan) . Les points bleus représentent les résultats de Delache *et al.* de DNS en déclin.

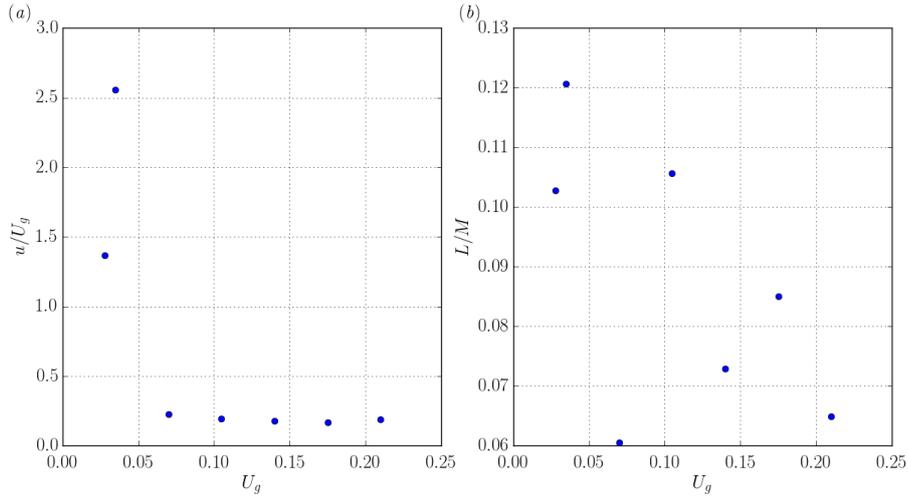


FIGURE 7.5 – Évolution de  $L_f$  et  $\sigma_x$  au maximum de dissipation avec la vitesse de grille

## 7.2 Diffusion turbulente $k_z$

Le paragraphe précédent portait sur une paramétrisation de l'efficacité de mélange  $\eta$  ou, de façon équivalente, sur une paramétrisation du coefficient de mélange  $\Gamma$ . Ce paragraphe vise lui, à calculer directement et à partir des mêmes expériences, le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ . Dans le cas d'un modèle non visqueux et non diffusif, tel que le modèle de Osborn [1980],

$$k_z = \Gamma \nu \text{Re}_b, \quad (7.7)$$

et dépend donc du coefficient de mélange et du nombre de Reynolds de flottabilité  $\text{Re}_b$ . Le calcul du coefficient de diffusion turbulente est le même que celui présenté pour l'expérience de lock-exchange. Dans ce paragraphe, nous étudierons l'évolution de  $k_z$  en fonction de deux paramètres expérimentaux :  $N$  à vitesse de grille fixée, et  $U_g$  à stratification fixée, ainsi qu'avec les paramètres sans dimension  $\text{Re}_b$  et  $\text{Fr}$ .

Chaque expérience considérée est, comme précédemment, composée de dix aller-retours de la grille à une vitesse  $U_g$ . Un premier profil de densité est mesuré avant le début de l'expérience, c'est le profil initial pris dans un fluide au repos, puis un profil de densité est mesuré quelques dizaines de secondes après chaque aller-retour de la grille. Pour ces profils intermédiaires, le fluide, bien que ne présentant plus de grosses structures turbulentes (retournement grande échelle), n'est pas complètement au repos, il y subsiste des ondes de gravité. Enfin, le profil final est mesuré, plus de 5 minutes après le dernier mouvement de la grille, le fluide est, dans ce dernier cas, complètement au repos.

Le coefficient de diffusion turbulente entre chaque profil  $k_z(z, n)$  où  $n$  est le nombre d'aller-retours, est calculé entre chaque passage de grille. La figure 7.6 représente les profils de coefficient  $k_z$  d'une sélection d'expériences, calculés entre le profil de densité initial et le profil final (après dix allers-retours). Sur cette figure, on peut voir qu'au centre de la cuve les profils sont plats ce qui signifie qu'à paramètres expérimentaux fixés  $k_z$  est constant sur la hauteur d'eau (à l'exception des bords) ce qui est cohérent avec le fait d'utiliser une turbulence quasi-homogène isotrope dans un gradient linéaire de densité. La valeur du plateau dépend elle, de la vitesse de la grille et de

la stratification. Le coefficient  $k_z$  présenté dans la suite de ce paragraphe a donc été moyenné sur l'ensemble de la hauteur d'eau à l'exception des extrémités qui présentent des discontinuités du gradient inhérentes à leur nature (fond de la cuve et surface libre) et est calculé entre le profil initial et le profil final. Le  $\Delta t$  utilisé dans le calcul est égal au temps mis par la grille pour réaliser 10 aller-retours (parcourir deux fois la longueur de la cuve  $L$ ) :

$$\Delta t = 10 \left( \frac{2L}{U_g} \right), \quad (7.8)$$

ce qui revient à négliger le temps de décroissance de la turbulence devant le temps d'action de la grille.

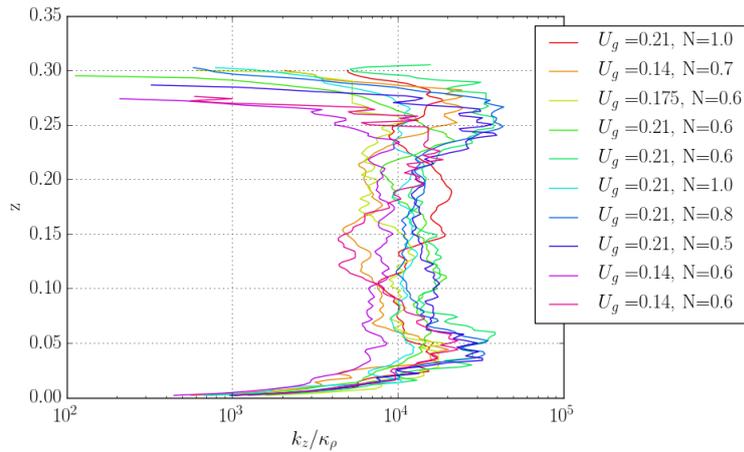


FIGURE 7.6 – **Profils de coefficient de diffusion.** Coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  tracé en fonction de  $z$  pour différentes vitesses de grille  $U_g$  exprimée en  $\text{m.s}^{-1}$  et différentes stratifications  $N$  exprimée en  $\text{rad.s}^{-1}$ .

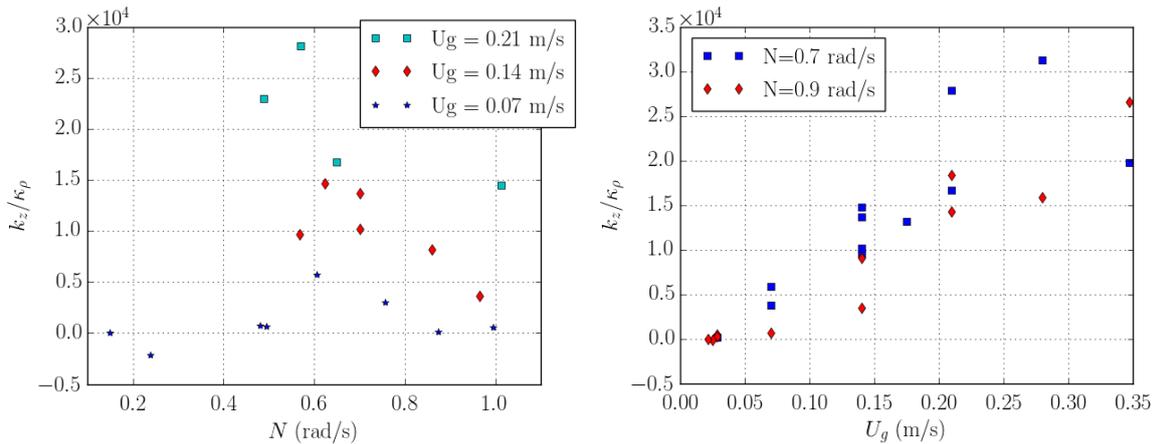


FIGURE 7.7 – **Évolution du coefficient de diffusion turbulente avec les paramètres expérimentaux.**  $k_z$  est adimensionné par  $\kappa$  le coefficient de diffusion moléculaire du sel. La figure de gauche a été obtenue à vitesse de grille fixée, alors que la figure de droite à stratification fixée.

Les figures 7.7 montrent respectivement l'influence de la stratification  $N$  à vitesse de grille fixée et l'influence de la vitesse de grille  $U_g$  à stratification fixée sur la valeur moyenne du coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ .

La figure 7.7 de gauche montre qu'à vitesse fixée et pour de faibles stratifications  $k_z$  augmente avec  $N$  jusqu'à atteindre une valeur maximale pour  $N \approx 0.6$  rad/s qui dépend de  $U_g$ . À partir de ce point, augmenter la stratification fait décroître  $k_z$ . La figure 7.7 à droite ajoute à cette observation le fait qu'à stratification fixée la valeur de  $k_z$  augmente avec la vitesse de grille.

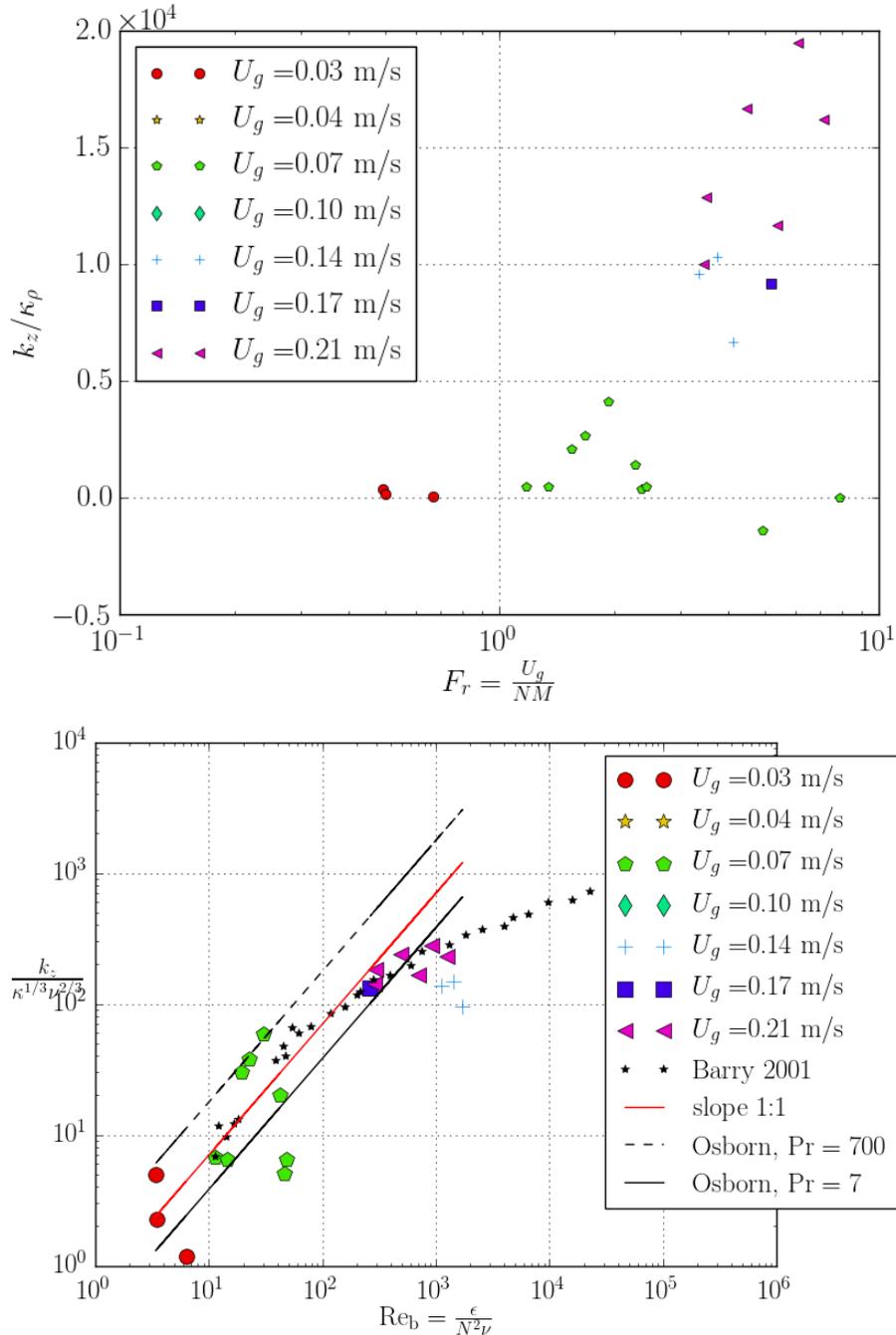


FIGURE 7.8 – Évolution de  $k_z$  en fonction du nombre de Froude et du nombre de Reynolds de flottabilité : La première courbe représente l'évolution de  $k_z$  moyen et adimensionné par le coefficient de diffusion moléculaire du sel dans l'eau  $\kappa = 1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  en fonction du nombre de Froude. La deuxième courbe présente  $k_z$  moyen adimensionné par  $\nu^{2/3} \kappa^{1/3}$  où  $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  est la viscosité cinématique. La courbe en pointillés sont les mesures expérimentale extraites de Barry et al. [2001].

La figure 7.8 montre l'augmentation du coefficient de diffusion turbulente avec d'une part  $Fr$  et d'autre part  $Re_b$ . Dans le cas de l'évolution en fonction  $Re_b$ ,  $k_z$  a été adimensionné par  $\nu^{2/3}\kappa^{1/3}$ , ce qui revient à tracer

$$\nu Pr^{1/3} k_z(Re_b), \quad (7.9)$$

comme le suggère la loi d'échelle développée par Barry et al. [2001], dont les résultats ont eux aussi été portés sur la figure en trait pointillés. Nous remarquons que nos points expérimentaux coïncident avec ceux de l'expérience de Barry *et al.* . En rouge, la pente observée est de 1 : 1, ce qui donne :

$$k_z = 0.9\nu^{2/3}\kappa^{1/3}Re_b \quad (7.10)$$

$$k_z = 0.9\nu Re_b Pr^{-1/3} \quad (7.11)$$

$$(7.12)$$

En comparant cette expression au modèle de Osborn [1980] (7.7) on remarque que  $\Gamma$ , dépend du nombre de Prandtl  $\Gamma = 0.9Pr^{-1/3} = 0.9\left(\frac{\nu}{\kappa\rho}\right)^{-1/3}$  et d'un coefficient empirique. Pour finir la figure 7.8 montre que presque tous les points expérimentaux sont tous situés entre les courbes  $0.2Re_bPr^{1/3}$  pour  $Pr \in \{7, 700\}$  ce qui correspond respectivement à une stratification en température et en sel.

### 7.3 Comparaison des différentes méthodes de mesure

Pour finir ce paragraphe sur le mélange en stratification linéaire, nous allons désormais comparer deux méthodes de calcul du coefficient de diffusion turbulente. En effet, dans le chapitre sur l'efficacité de mélange nous avons posé :

$$k_z = \nu \Gamma Re_b. \quad (7.13)$$

Nous proposons donc, sur la figure 7.9, de comparer deux manières de calculer  $k_z$ . La première méthode (ronds bleus) consiste à utiliser comme sur les figures précédentes, l'évolution des profils de densité au cours du temps (des passages de grille). Cette méthode est la plus robuste puisqu'elle ne nécessite que peu d'approximations et a permis de reproduire les résultats des expériences de Barry *et al.* . La seconde méthode (carrés rouge) revient sur les bilans énergétiques proposés en première partie de ce chapitre qui ont mené au calcul du coefficient de mélange  $\Gamma$  et utilise l'expression (7.13) pour remonter au coefficient de diffusion turbulente. Cette méthode est la plus imprécise car elle fait intervenir une estimation du taux de décroissance de l'énergie cinétique turbulente  $\bar{\epsilon}$  issue des mesures de champ PIV en milieu homogène.

Les résultats exposés sur la figure 7.9 attestent d'une bonne adéquation entre ces deux méthodes indépendantes, ce qui permet de valider notre démarche quant-à la mesure du coefficient de mélange et quant-à la loi d'échelle en Prandtl proposée par Barry et al. [2001]. La nouveauté de ces résultats est qu'ils étendent le domaine de validité de l'expression  $k_z = \Gamma Re_b \nu Pr^{-1/3}$  pour des valeurs de  $Re_b > 100$ . Nous remarquons également que le modèle classique d'Osborn surestime le coefficient de diffusion turbulente tout en donnant approximativement le bon ordre de grandeur.

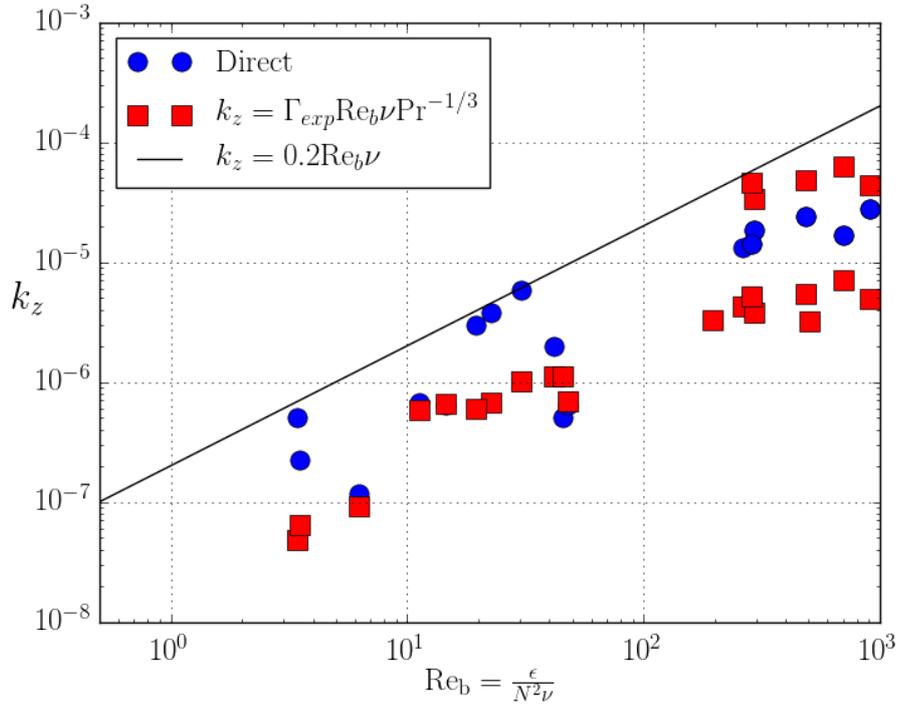


FIGURE 7.9 – **Comparaison de deux manières de calculer  $k_z$**  : La première méthode (points bleus) calcule  $k_z$  en utilisant l'évolution des profils de densité puis moyenné sur l'ensemble du profil. La deuxième méthode (carrés rouge) utilise les bilans énergétiques pour obtenir  $\Gamma$ , ainsi  $k_z = \Gamma \text{Re}_b \nu \text{Pr}^{-1/3}$ . En noir, le modèle d'Osborn classique sert de comparaison.

## 7.4 Conclusion et Discussion

Les expériences de grille tractée dans une cuve fermée contenant une stratification, et les expériences réalisées dans le canal hydraulique ont confirmé les variations de l'intensité du mélange (coefficient de mélange  $\Gamma$ , efficacité de mélange  $\eta$ , coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ ) avec l'intensité de la turbulence caractérisée par le nombre de Reynolds de flottabilité  $\text{Re}_b$ , et le nombre de Froude  $\text{Fr}$ . Une grosse partie de mon travail de thèse a été consacrée à la mise en place de ces expériences puis aux calibrations et à l'élaboration des différentes méthodes de mesure. Une fois cette étape assurée, nous avons vérifié que la turbulence produite par la grille tractée, en milieu homogène, se comportait de façon suffisamment similaire à celle décrite par les modèles de turbulence homogène isotrope pour qu'on puisse la considérer comme telle. L'expérience de grille tractée nous a permis de montrer qu'à vitesse de grille fixée, l'augmentation du gradient de densité, dans la gamme de paramètres testés, permettait d'augmenter l'efficacité de mélange. À l'inverse, à même stratification ( $N$  fixé), l'augmentation de la vitesse de grille tend à faire décroître  $\eta$ . La combinaison de ces deux paramètres dans le nombre de Froude montre une décroissance de l'efficacité de mélange avec l'augmentation du nombre de Froude. Cette tendance avait aussi été remarquée dans les simulations de Maffioli et al. [2016] dans la gamme de Froude utilisée. Il serait intéressant par la suite d'augmenter la stratification pour diminuer le nombre de Froude afin d'explorer des régimes fortement stratifiés. Le coefficient de diffusion turbulente a pu être calculé indépendamment de  $\eta$  et nos résultats montrent une bonne adéquation avec les résultats précédemment trouvés par Barry et al. [2001] sur le même type d'expérience :

$k_z$  augmente linéairement avec le nombre de Reynolds de flottabilité  $Re_b$ . L'apport de cette expérience par rapport aux expériences réalisées précédemment et décrites dans la littérature est la mesure conjointe et indépendante de l'efficacité de mélange et du coefficient de diffusion turbulente. Ces résultats proviennent majoritairement de l'expérience de grille tractée. En effet, de nombreuses difficultés techniques sont advenues lors de la mise en place des expériences dans le canal.

Afin d'augmenter la gamme des paramètres testés, j'ai pu participer à une expérience de turbulence de grille tractée de plus grande ampleur sur la plateforme Coriolis du LEGI à Grenoble. Cette expérience et les résultats associés sont présentés dans le chapitre qui suit.

# Chapitre 8

## Collaboration sur la plateforme Coriolis

Parallèlement aux expériences de grille tractée réalisée au LMFA, j’ai participé à une expérience similaire à plus grande échelle sur la plateforme Coriolis au LEGI (UMR 5519). Cette campagne de mesures effectuée au printemps 2016 et menée par Erik Lindborg du KTH et Pierre Augier (LEGI) avait pour but d’étudier les mécanismes de turbulence en milieu stratifié en complétant la gamme de doublets de paramètres  $\{Re_b, Fr_h\}$  (où  $Fr_h = \frac{U}{L_h N}$  avec  $L_h$  une longueur caractéristique horizontale) déjà étudiés. L’intérêt de ces paramètres est qu’ils permettent d’esquisser dans un diagramme les délimitations entre différents types de comportements : à petit nombre de Froude et petit nombre de Reynolds de flottabilité, un comportement visqueux est observé, à haut Froude et haut Reynolds on trouve un régime de turbulence faiblement stratifiée et enfin à faible Froude et haut Reynolds, c’est le régime de turbulence fortement stratifié qui s’établit. La figure 8.1 présente ces différentes zones dans le diagramme des phases  $\{Re_b, Fr_h\}$  ainsi que les points de quelques mesures de turbulences réalisées auparavant. Les expériences de Barry et al. [2001] se situent entièrement dans le quadrant *turbulence faiblement stratifiée* avec  $Re_b \in [10^1, 10^5]$  et  $Fr_h \in [0.64, 10]$ .

### 8.1 Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental présenté sur la figure 8.2 est une cuve de treize mètres de diamètre pouvant être remplie de fluide stratifié (pulsation caractéristique  $N$ ) et tourner sur elle-même à la fréquence  $f$  pour reproduire l’effet de la rotation de la Terre sur les fluides. Un gradient thermique (très faible) est superposé à la stratification en sel. Dans cette expérience, une cuve rectangulaire a été installée au centre de la plateforme dans laquelle une grille composée de six cylindres est tractée à la vitesse  $U_g$  permettant ainsi la génération de la turbulence. Le choix d’utiliser un peigne de cylindre plutôt qu’une véritable grille a été motivé par la volonté d’augmenter la gamme d’échelle usuellement générée par une grille classique grâce à la création de vortex de grande échelle dans le sillage des cylindres. La description du dispositif ainsi que les premiers résultats ont été présentés par Campagne et al. [2016] à l’occasion de la conférence internationale *VIIIth International Symposium on Stratified Flows*. L’évolution de la stratification était mesurée par 4 sondes de conductivité et de température (MSCTI). Deux de ces sondes étaient montées sur un profileur (unités linéaires permettant leur déplacement vertical) et enregistraient des profils de densité à intervalles de temps réguliers. Une sonde était fixe et mesurait l’évolution temporelle en un point de la stratification et la

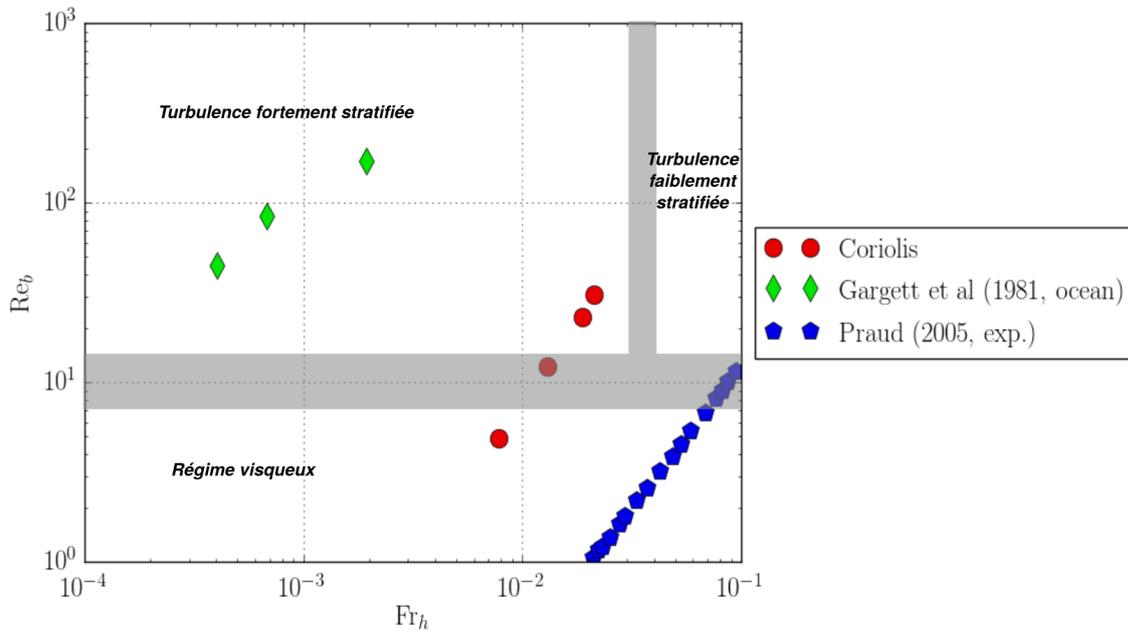


FIGURE 8.1 – **Bilan des expériences réalisées** Ce diagramme mentionne les mesures océaniques de Gargett et al. [1981], les mesures de laboratoire de Praud et al. [2005] et les mesures réalisées lors de notre séquence de mesure (Coriolis). Les expériences de Barry et al. [2001] se situent entièrement dans le quadrant *turbulence faiblement stratifiée*.

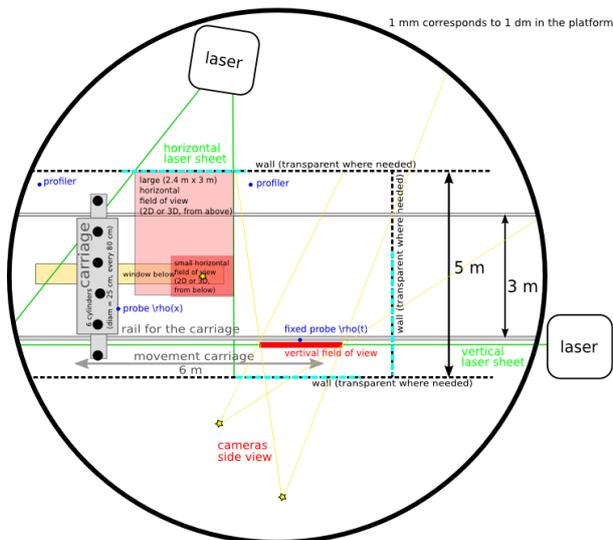


FIGURE 8.2 – Schéma de l'expérience réalisée au LEGI, à Grenoble. Le dispositif représenté est fait d'une cuve de 13m de diamètre remplie d'un fluide stratifié en densité (eau salée), dans lequel une grille composée de 6 cylindres de 25 cm de diamètre et espacés de 80 cm est tractée pour générer de la turbulence. Les thermistors du NIOZ sont situés au fond de la cuve au centre.



FIGURE 8.3 – Barre de thermistors prêtée par le NIOZ et composée de 32 capteurs de température espacés de 1.5 cm.

dernière sonde était fixée directement sur la grille (voir figure 8.2). Des mesures de PIV scannées permettaient d'obtenir les champs de vitesses et des mesures de température utilisant la barre de thermistors prêtée par le NIOZ et présentée sur la figure 8.3. Les thermistors ont été placés à la position  $X = -0.5$  m pour l'axe du capteur  $Y = 2.35$  m,  $Z = 0.6$  m pour le haut du capteur, l'origine de l'axe vertical ( $Z$ ) étant pris au fond de la cuve. La grille se déplace suivant l'axe  $X$  (origine au départ de la grille) et la largeur de la cuve rectangulaire est suivant  $Y$ .

Le travail d'analyse de données a été divisé entre les différents participants, les résultats présentés ici (issus de mes analyses supervisées par Pierre Augier) concernent l'étude de la stratification via les données enregistrées par les profileurs MSCTI et les thermistors.

**Grandeurs caractéristiques :** Dans ce dispositif le paramètre de maille du peigne (grille) est de  $M = 105$  cm avec des barreaux de diamètre  $D = 25$  cm se déplaçant dans une stratification  $N \approx 0.8$  rad/s avec une vitesse caractéristique de  $U_g \approx 0.1$  m/s. Ce qui donne pour l'écoulement généré, un nombre de Reynolds  $Re_D = \frac{U_g D}{\nu} \approx 25 \times 10^4$  et un temps de retournement  $\tau_D = \frac{D}{U} = 2.5$  s.

## 8.2 Visualisation des données

### 8.2.1 Profils de densité

Contrairement aux profils de densité étudiés précédemment, les profils de cette expérience ne sont pas mesurés au repos et contiennent, en plus d'information sur la stratification, des indications sur la turbulence. Un exemple de ces profils est présenté sur la figure 8.4 *a*). L'obtention de la stratification moyenne dans la cuve à chaque instant, nécessite de trier les profils, c'est à dire de remettre les valeurs de densité du profil en ordre croissant pour obtenir l'état de stratification stable correspondant à la mesure effectuée, comme présenté sur la partie *b*) de la même figure. L'évolution de l'énergie potentielle de fond est présentée sur la figure 8.5, elle augmente quasiment linéairement avec le temps pendant le mouvement de la grille et continue de croître légèrement après l'arrêt de la grille avant de se stabiliser lorsque la turbulence a suffisamment décréue.

Aller plus loin dans l'analyse et estimer des grandeurs comme l'efficacité de mélange nécessite de connaître l'énergie injectée par la grille dans l'écoulement. Actuellement l'analyse des mesures PIV est encore en cours pour extraire  $\epsilon$  nécessaire au bilan énergétique et les résultats n'ont pas encore été transmis. Néanmoins, une étude des échelles turbulentes caractéristiques est possible.

### 8.2.2 Échelles caractéristiques

Les oscillations présentes sur les profils originaux (non triés) peuvent être exploitées pour caractériser la turbulence. En effet, le temps nécessaire à la mesure d'un profil de densité a été calculé pour être faible devant le temps caractéristique  $\tau_D$  de l'expérience de manière à ce que la sonde voit une turbulence dite gelée. Ceci signifie que les structures échantillonnées par le profileur évoluent peu pendant le temps d'acquisition du profil. Sous cette hypothèse, les oscillations visibles dans le profil de densité peuvent être analysées comme témoins d'un retournement turbulent de la stratification. L'échelle de Thorpe  $L_T$  est basée sur l'identification de ces retournements et est définie

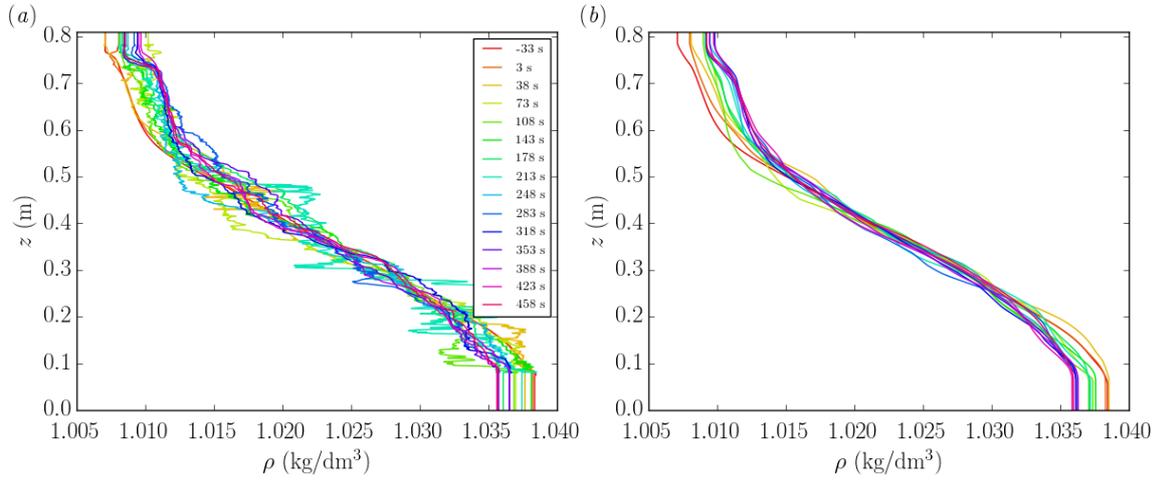


FIGURE 8.4 – **Profils de densité à différents instants** ( $t = 0$  s correspond au départ de la grille). Ces profils ont été mesurés pour  $N = 0.78$  rad/s,  $U_c = 16$  m/s et  $f = 0$  Hz.  $z = 0$  au fond de la cuve. (a) Profils instantanés. (b) Profils triés permettant d’avoir la stratification moyenne.

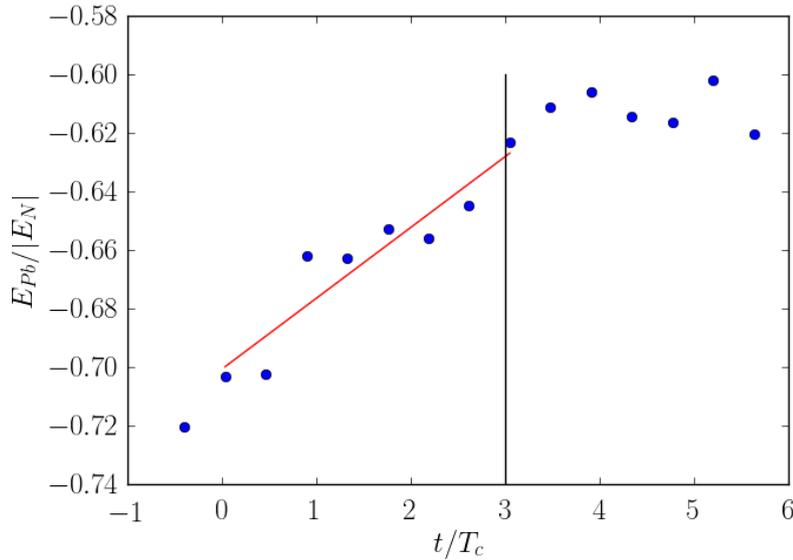


FIGURE 8.5 – **Évolution de l’énergie potentielle de fond au cours de l’expérience.** L’énergie potentielle de fond  $E_{Pb}$  est divisée par l’énergie potentielle absolue  $E_N = -(HN)^2/12$  d’une stratification stable de même  $N$ . Ce rapport est tracé en fonction de  $t/T_c$  où  $T_c$  est la période de la grille. La barre verticale désigne le moment d’arrêt de la grille.

comme la valeur efficace (rms) du déplacement de Thorpe  $d_{th}(z)$  (Thorpe [1973]),

$$L_T = \sqrt{\overline{d_{th}^2}}. \quad (8.1)$$

Ce dernier, schématisé sur la figure 8.6, est le déplacement qu’il faut imposer à chaque particule de fluide de position verticale  $z$  pour construire le profil de densité mesuré  $\rho(z)$  à partir du profil trié  $\rho^*$ . L’échelle de Thorpe caractérise la taille verticale des structures turbulentes. Elle est notamment utilisée par les océanographes pour estimer le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente  $\epsilon_k$  à partir des profils de densité. Cette

estimation se base sur une relation empirique entre l'échelle d'Ozmidov  $L_o = \sqrt{\epsilon_k/N^3}$  et l'échelle de Thorpe :  $L_o/L_T \simeq 0.8$  (Dillon [1982]). Faisant l'hypothèse que cette relation est valide on obtient :

$$\epsilon_k = (0.8 \times L_T)^2 N^3. \quad (8.2)$$

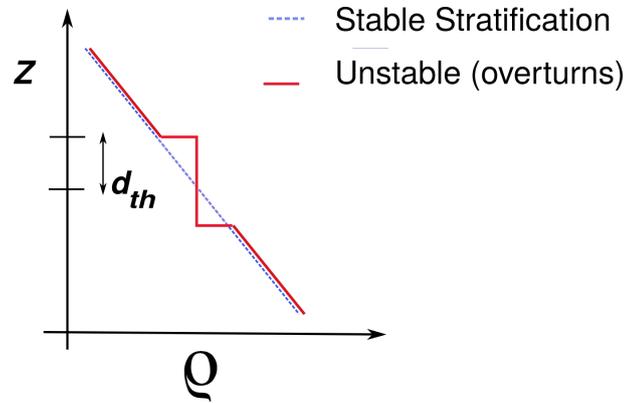


FIGURE 8.6 – Schéma du déplacement de Thorpe  $d_{th}$ . Le profil de densité en pointillés est le profil stable (trié) correspondant au profil mesuré rouge.

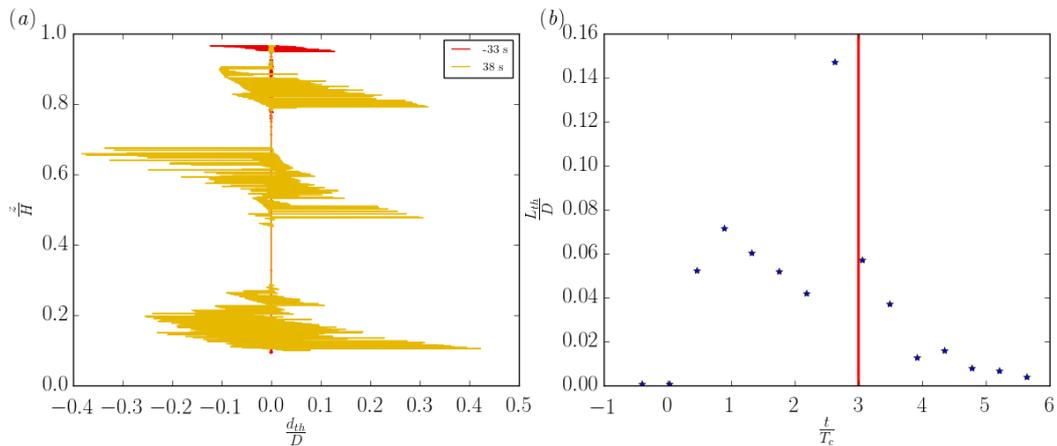


FIGURE 8.7 – Évolution de l'échelle de Thorpe. La figure *a*) représente la mesure du déplacement de Thorpe avant le départ de la grille (rouge) et pendant (en jaune). La figure *b*) représente l'évolution temporelle de  $L_T$  l'échelle de Thorpe adimensionnée par le diamètre  $D$  des cylindres pendant l'expérience. Le trait vertical signale l'arrêt de la grille.

La figure 8.7 *b*) représente l'évolution de l'échelle de Thorpe au cours d'une expérience. Chaque point est calculé en utilisant la rms de  $d_{th}$  présentée sur la figure *a*). Les oscillations visibles sur le profil rouge (avant le départ de la grille) sont liées à des vibrations parasites de surface et ne rentrent pas dans le calcul de l'échelle de Thorpe. On remarque que sur la partie *b*) de la figure, que l'échelle de Thorpe semble osciller avec la même période que celle de la grille ce qui signifie que la turbulence a le temps de croître pendant que la grille s'approche de la sonde, puis de décroître ensuite. Le minimum atteint pendant la phase de décroissance n'est pas nul montrant que la période de la grille est inférieure au temps de décroissance de la turbulence. De même, le

second maxima atteint est bien plus élevé que le premier ce qui laisse penser que des structures plus grandes se forment quand le milieu est déjà sous agitation turbulente. Dans la suite, la valeur de l'échelle de Thorpe associée à chaque expérience est une valeur moyennée sur le temps d'action de la grille.

### 8.2.3 Données des thermistors

La barre de thermistors mesure en permanence les évolutions de température dans la cuve à plus haute fréquence que les profils. Elle nous permet, entre autre, de vérifier que les échelles turbulentes mesurées sous l'hypothèse de turbulence gelée grâce aux profils de densité concordent avec les tailles caractéristiques de variation du champ de température. Elle nous permettra aussi réaliser une étude spectrale.

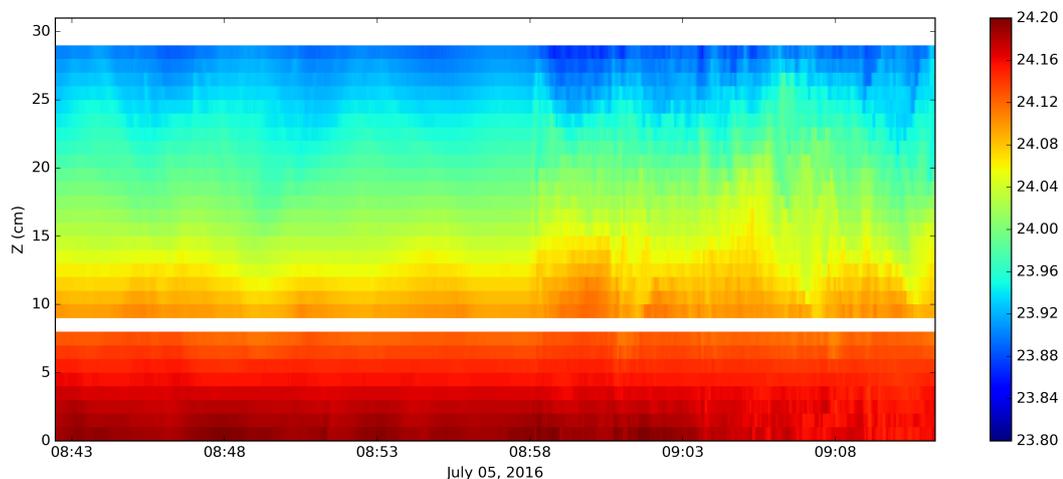


FIGURE 8.8 – Champ de température (en degrés Celsius) mesuré dans la cuve du LEGI par la barre de thermistors. L'axe des abscisses représente le temps, et l'axe des ordonnées représente la position verticale des 32 capteurs espacés de 1cm.

La première phase de l'analyse des données a consisté à associer à chaque thermistor sa calibration (réalisée avant le prêt de l'instrument) afin de convertir les données en volt, en un champ de température en degrés Celsius comme présenté sur la figure 8.8. Sur cette figure on peut voir en couleurs le champ de température image de la stratification en densité du fluide (eau salée) ainsi que l'apparition de la turbulence à partir de 8h58 lors de l'activation du mouvement de la grille. La température est utilisée comme un scalaire passif L'échelle d'Ellison  $L_e$  est définie à partir des fluctuations de température  $\theta'$  comparées au champ moyen  $\theta$ ,

$$L_e = \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-1} \sqrt{\overline{\theta'^2}}. \quad (8.3)$$

Dans notre cas nous considérerons les fluctuations par rapport à la moyenne de la température sur l'expérience considérée de l'ordre de 10 min.

## 8.3 Influence des différents paramètres

Un très grand nombre d'expériences ont été réalisées pour étudier l'influence des différents paramètres. Les expériences exploitables ont été sélectionnées ici et regrou-

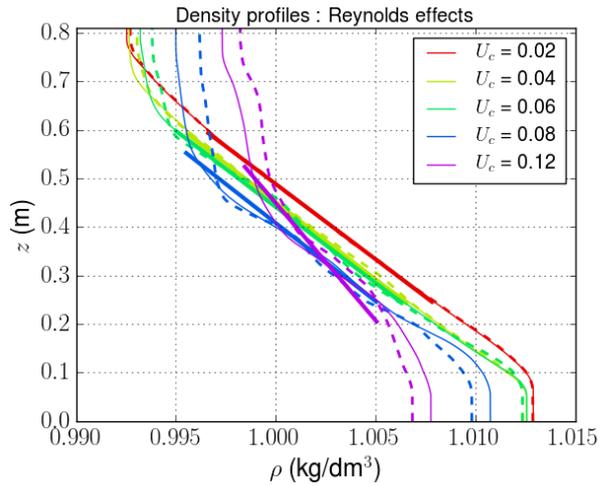


FIGURE 8.9 – Profils de densité des expériences sélectionnées (32,34,36,40,42) pour regarder l'effet de la vitesse de la grille  $U_c$  (en mètres par seconde) sur la turbulence. Le profil en trait plein est celui de début d'expérience celui en pointillés est le dernier profil de l'expérience. Les pentes en gras, ont permis d'évaluer  $N$  perçu par les thermistors.

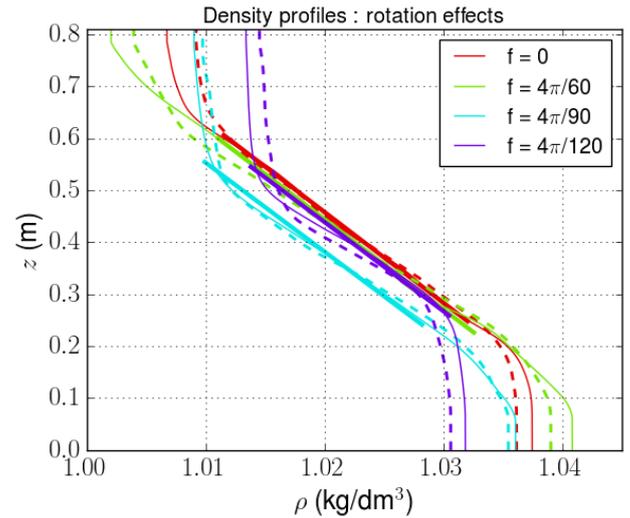


FIGURE 8.10 – Profils de densité des expériences sélectionnées (70,47,54,60) pour regarder l'effet de la vitesse de rotation de la cuve  $f$  sur la turbulence. Le profil en trait plein est celui de début d'expérience celui en pointillés est le dernier profil de l'expérience. Les pentes en gras, ont permis d'évaluer  $N$  perçu par les thermistors.  $f$  est exprimé en Hz.

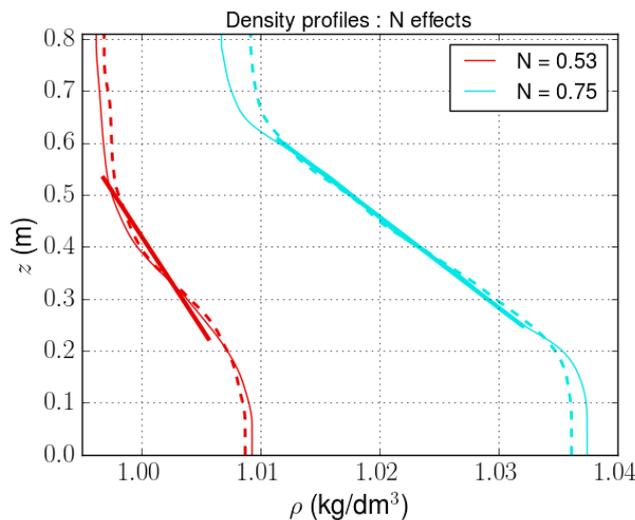


FIGURE 8.11 – Profils de densité sélectionnés pour étudier l'effet de la stratification.  $N$  est exprimé en rad/s.

pées en fonction des paramètres choisis. Les figures 8.9, 8.10, 8.11 présentent les profils de densité mesurés par les sondes de conductivité et de température (MSCTI) avant et après chacune de ces expériences, triés en fonction des paramètres d'intérêts. La figure 8.9 présente les profils sélectionnés pour étudier l'influence de la vitesse de déplacement de la grille dans la stratification, pour une vitesse de rotation nulle et des stratifications proches. Malgré la proximité des gradients de densité là où se trouve la barre de thermistor (pente en gras), la forme de la stratification varie légèrement

entre les différentes expériences choisies (au fond et en surface). Cette variation est liée au fait que la stratification n'est pas refaite entre deux expériences. Néanmoins ces variations ne devraient pas jouer de rôle majeur si on considère le mélange au centre de la cuve. Dans la suite, ces variations seront négligées et  $N$  sera considéré comme constant ( $N = \{0.51, 0.51, 0.50, 0.41, 0.32\}$ ) pour tout cet ensemble d'expériences afin d'extraire l'influence de la vitesse de la grille. L'étude de l'effet de la rotation sur le mélange, à stratification et vitesse de grille fixée a été réalisée en utilisant les profils de la figure 8.10. Ces profils montrent que la stratification est quasiment identique pour les expériences choisies. La figure 8.11 atteste cette fois de la différence de stratification entre les deux expériences choisies pour illustrer l'effet de  $N$  sur la turbulence en l'absence de rotation et à vitesse de grille fixée. Sur toutes ces figures, le profil initial est en trait plein et le profil final, mesuré après arrêt de la grille est représenté en pointillé.

Les trois paragraphes qui suivent s'emploieront à décrire les mesures et à regarder les effets respectifs du nombre de Reynolds de l'écoulement (vitesse de la grille), de la stratification ( $N$ ) et de la rotation sur les propriétés de la turbulence.

### 8.3.1 Effet de la vitesse de la grille

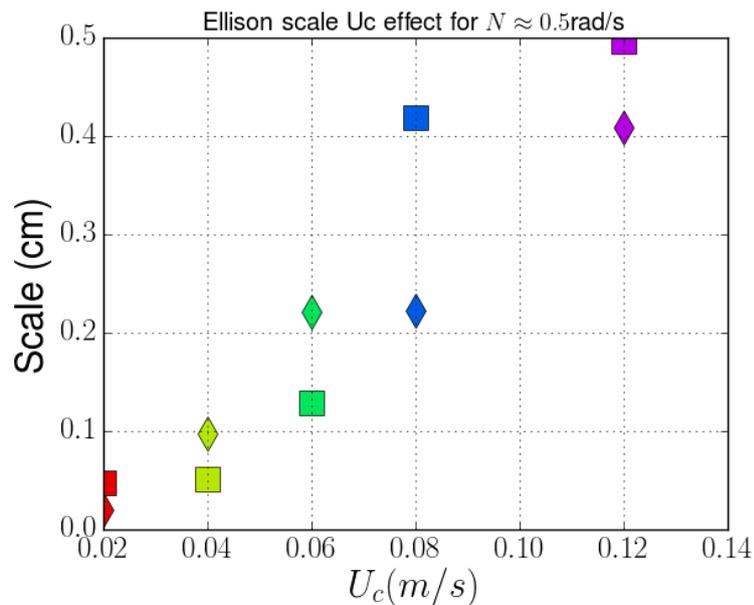


FIGURE 8.12 – Diamants : Échelle d'Ellison qui caractérise la taille caractéristique des fluctuations turbulentes de température tracée en fonction de la vitesse  $U_c$  de la grille en mètre par seconde. Les carrés correspondent à l'échelle de Thorpe calculée à partir des profils de densité pris par les sondes (MSCTI).

Dans un premier temps nous allons nous intéresser aux échelles verticales de turbulence en fonction de la vitesse de la grille. Il est connu que la stratification tend à limiter les interactions entre les couches de fluides et donc à limiter ces échelles. Par conséquent, à stratification fixée, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans le milieu, consécutive à l'augmentation de la vitesse de la grille, devrait permettre de contrer l'effet stabilisant de la stratification et augmenter les échelles. C'est ce qui est visible sur la figure 8.12 qui présente l'évolution des échelles moyennes de Thorpe (calculées à l'aide des profils de densité) et d'Ellison (calculée à partir des données de température) avec la vitesse de la grille, tout autre paramètre fixe. Il s'avère que ces

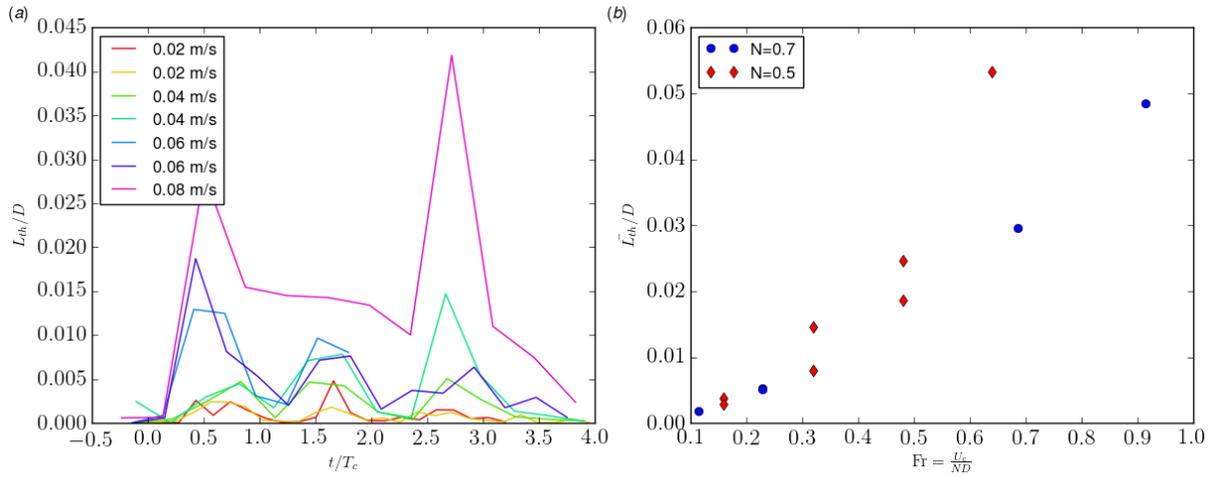


FIGURE 8.13 – **Évolution de l'échelle de Thorpe avec la vitesse de la grille.** a) Évolution temporelle de  $L_T$  pour différente vitesse de grille à  $N = 0.5$  rad/s. b) Variation de l'échelle moyenne de Thorpe avec la vitesse de grille pour différent  $N = 0.7$  rad/s et  $N = 0.5$  rad/s.

deux échelles sont quasiment similaires pour toutes les expériences réalisées, et augmentent avec la vitesse de la grille. Cette tendance est aussi visible sur la figure 8.13 dont la partie a) atteste de la reproductibilité des phénomènes observés (les courbes correspondant aux mêmes vitesses mais à des expériences différentes se superposent). La partie b) est une ré-édition de la figure 8.12 avec cette fois le nombre de Froude de l'écoulement en abscisse.

L'augmentation des échelles verticales de la turbulence va de paire avec une élévation plus rapide de l'énergie potentielle de fond comme en témoigne la figure 8.14 : le panel a) présente pour chacune des vitesses de grille utilisées, l'évolution temporelle de l'énergie de fond, ainsi qu'une régression linéaire permettant d'obtenir le taux de variation de l'énergie potentielle  $\epsilon_b = \frac{\partial E_b}{\partial t}$ . Le panel b) représente  $\epsilon_b$  pour chaque vitesse utilisée, seuls deux points (aberrant) ne s'alignent pas avec les autres.

L'utilisation de la relation (8.2) permet de convertir les valeurs de l'échelle de Thorpe moyenne en taux de dissipation de l'énergie cinétique afin de calculer le coefficient de mélange turbulent,

$$\Gamma = \frac{\epsilon_b}{\epsilon_k}. \quad (8.4)$$

Les résultats sont présentés sur la figure 8.15 et tracés en fonction du nombre de Froude. La disparité des points, liée en grande partie aux nombreuses approximations réalisées pour les calculer, rend difficile l'interprétation. Néanmoins, il est intéressant de remarquer que ce coefficient est en moyenne supérieur à la valeur de 0.2 conventionnellement utilisée. Ce diagramme peut aussi suggérer que le nombre de Froude n'est pas dans ce cas l'unique paramètre en jeux.

### 8.3.2 Effets de la stratification et de la rotation

La figure 8.16 montre que l'augmentation de la stratification, à vitesse de grille fixe et sans rotation, fait décroître les échelles verticales caractéristiques. Cet effet était attendu puisque augmenter  $N$  revient à augmenter l'énergie nécessaire pour déplacer une particule de fluide sur une distance  $l$ , or l'énergie turbulente disponible étant fixée

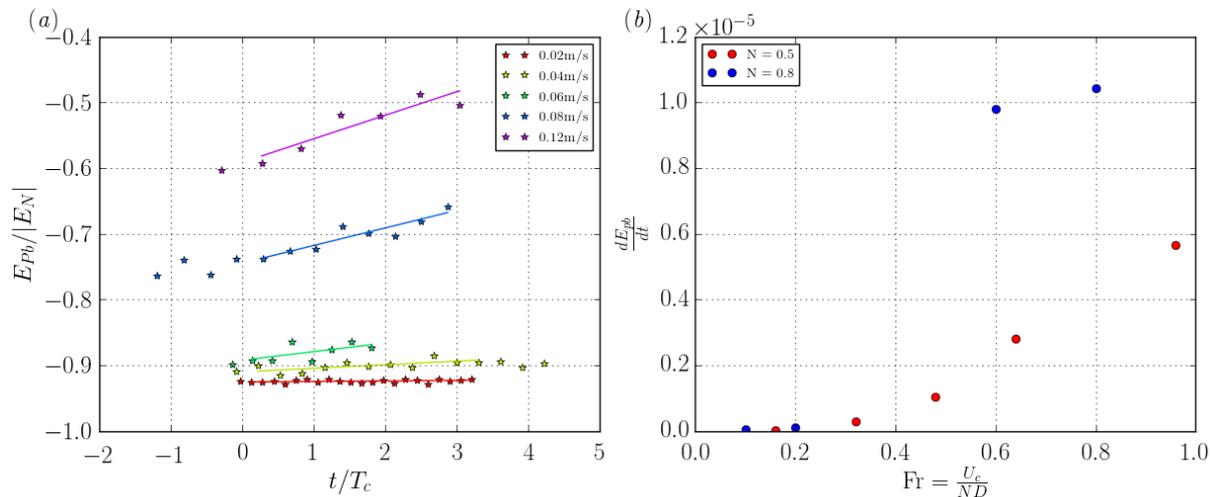


FIGURE 8.14 – **Évolution temporelle de l'énergie de fond pour différentes vitesses de grille.** *a)* Échantillon d'expériences permettant d'illustrer la méthode utilisée pour obtenir les points du panel *b)*. Sur le panel *a)* l'énergie est adimensionnée par l'énergie d'une stratification stable, de même  $N$ . Les lignes représentent les régressions linéaires effectuées pour obtenir une valeur de  $\frac{\partial E_b}{\partial t}$  présentée sur le panel *b)*.

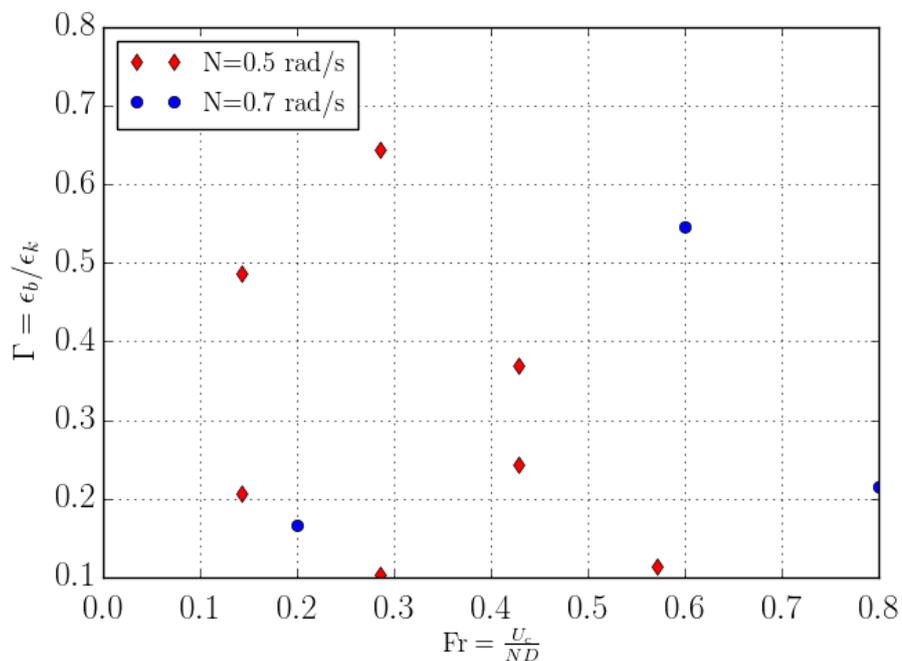


FIGURE 8.15 – **Coefficient de mélange.** Le coefficient de mélange,  $\Gamma$  est tracé en fonction du nombre de Froude.

par la grille, les déplacements verticaux de fluide sont restreints et donc les échelles caractéristiques diminuent.

La turbulence en rotation non stratifiée possède certaines similarité avec la turbulence observée en présence d'une stratification dans le sens où elle modifie les structures allant jusqu'à inhiber les transferts d'énergie entre les échelles et pouvant même générer des cascades inverses d'énergie (pour de forte rotation) F.Moisy and M.Rabaud [2005].

L'écoulement en rotation est caractérisé par le nombre de Rossby

$$\text{Ro} = \frac{U}{2fD}, \quad (8.5)$$

avec  $D$  la taille caractéristique décrivant l'écoulement (ici le diamètre des cylindres) et  $f$  la pulsation de rotation. Pour ce type de turbulence, on s'attend donc à voir l'échelle de Thorpe diminuer avec l'augmentation du nombre de Rossby.

Néanmoins, au delà de cette similarité, la stratification et la rotation ont des effets antagonistes : en effet la stratification tend à limiter les échanges verticaux alors que la rotation génère des colonnes de Taylor qui favorisent ces échanges verticaux et limitent les échanges dans les plans horizontaux.

Cette expérience propose donc de comparer les effets de la rotation et de la stratification. Les nombres de Rossby utilisés se situent entre 1.6 et 0.64. Pour les petites valeurs de rotation ( $\text{Ro} > 1$ ) la stratification sera dominante et la rotation aura peu d'effets. Le comportement inverse est attendu pour les petits nombres de Rossby ( $\text{Ro} < 1$ ).

Les résultats en terme d'évolution des échelles moyennes de Thorpe et d'Ellison à stratification fixée  $N = 0.8 \text{ rad/s}$  et à vitesse de grille fixée  $U = 0.08 \text{ m/s}$  sont présentés sur la figure 8.17. On y observe notamment l'augmentation de l'échelle verticale de Thorpe  $L_T$  avec la pulsation  $f$ , ce qui montre que la rotation permet de contrer la stratification en autorisant les mouvements verticaux.

Par ailleurs, les échelles d'Ellison et de Thorpe se séparent quand le nombre de Rossby devient inférieur à 1 ( $f > 0.1 \text{ rad/s}$ ) ce qui peut signifier que des ondes d'inertie (ondes internes dans un fluide stratifié en moment d'inertie) se mettent en place.

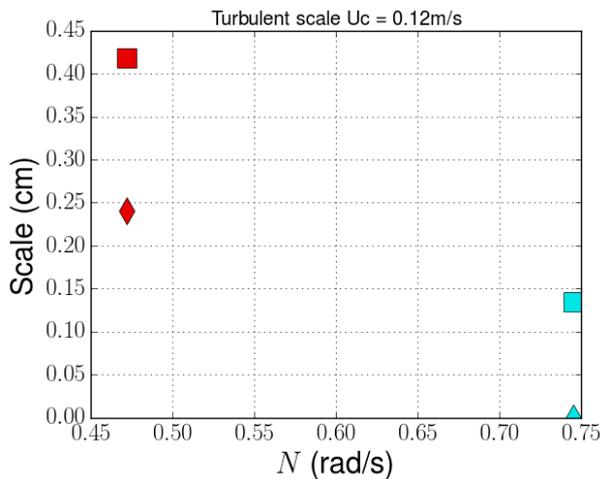


FIGURE 8.16 – Effets de la stratification sur les échelles de Thorpe et d'Ellison. Échelle d'Ellison (Diamants) qui caractérise la taille caractéristique des fluctuations turbulentes de température tracée en fonction de la pulsation  $N$ . Les carrés correspondent à l'échelle de Thorpe calculée à partir des profils de densité.

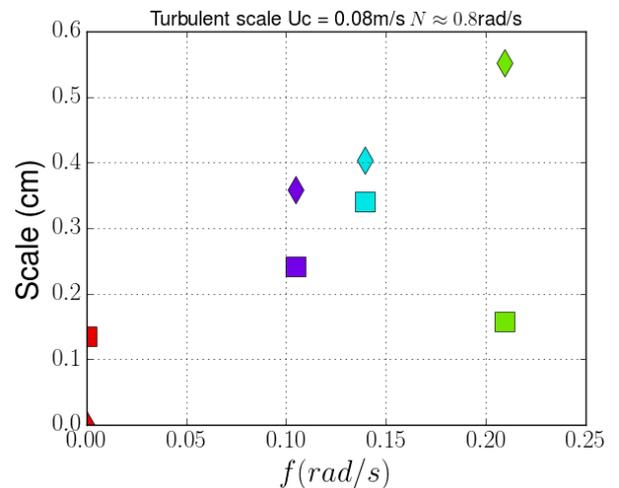


FIGURE 8.17 – Effets de la rotation sur les échelles de Thorpe et d'Ellison. Diamants : Échelle d'Ellison qui caractérise la taille caractéristique des fluctuations turbulentes de température tracée en fonction de la pulsation  $f$  de la cuve. Les carrés correspondent à l'échelle de Thorpe calculée à partir des profils de densité.

## 8.4 Étude spectrale

Les signaux enregistrés par chacun des capteurs ont été analysés puis regroupés pour donner un spectre moyen. Les spectres moyens des fluctuations de température en fonction de différents paramètres expérimentaux sont présentés sur la figure 8.18. Cette figure représente l'effet de la vitesse de la grille, (et donc l'effet du nombre de Reynolds) sur la turbulence pour une stratification donnée ( $N \approx 0.5$  rad/s). Les lignes verticales en pointillés ronds représentent la pulsation de flottabilité  $N$  associée aux différents spectres. Les spectres de turbulence peuvent en général être découpés en trois parties : les grandes échelles (basses fréquences) qui dépendent du forçage, une partie inertielle (fréquence moyenne, proche  $\leq N$ ) qui correspond à la bande de fréquence des ondes internes, et enfin la partie appelée auto-similaire régie par l'équilibre entre production et dissipation d'énergie et qui décroît jusqu'à l'échelle de Kolmogorov.

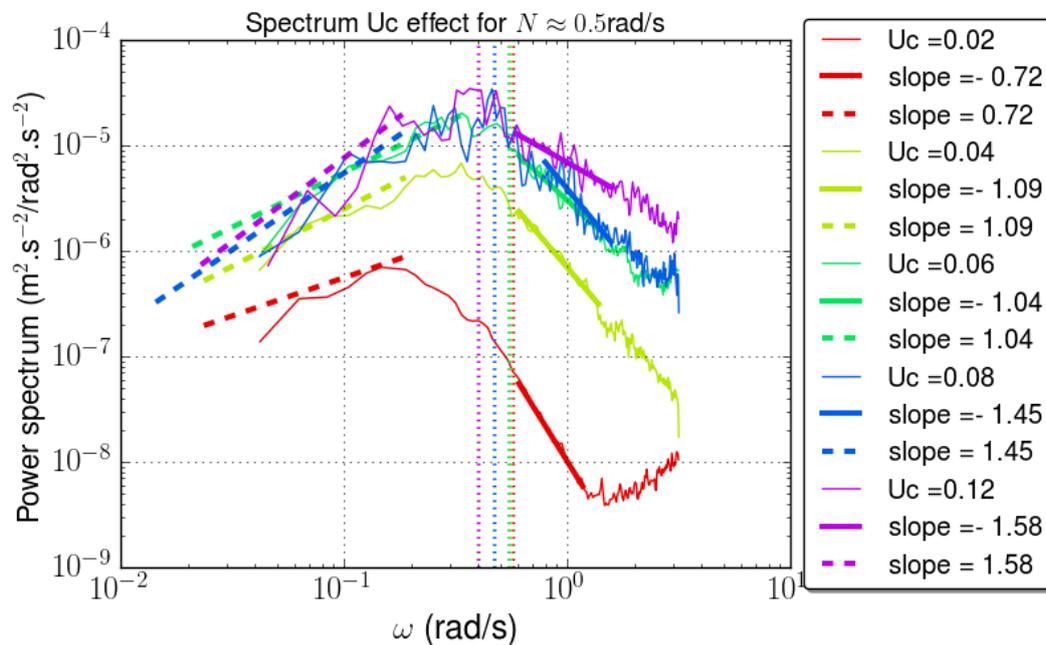


FIGURE 8.18 – Effet de la vitesse de la grille sur le spectre des fluctuations de température en l'absence de rotation. Les lignes pointillées représentent le plus grand  $N$  mesuré pendant l'expérience. Les différentes couleurs sont associées à différentes vitesses de la grille. Pour chaque spectre la pente du spectre a été calculée et est représentée en trait gras "slope".

La figure 8.18 présente un spectre en puissance :  $E_k \omega$  où  $E_k$  est le spectre en énergie (issu de l'analyse directe de Fourier). La zone grande échelle correspond à la zone dans laquelle une régression linéaire en pointillé rectangulaire a été effectuée, la zone contenant les ondes internes correspond au pic observé autour de  $N$  et la zone auto-similaire est la dernière zone dans laquelle une régression linéaire pour chaque spectre est présentée en trait plein. Les premières observations montrent que plus la vitesse de la grille est faible, moins il y a d'énergie dans les fluctuations : le niveau du spectre est plus bas, ce qui était attendu étant donné que l'intensité de la turbulence diminue. On remarque aussi un changement de pente du spectre pour les pulsations supérieures à  $N$  : pour des expériences à haut nombre de Reynolds, le spectre décroît en énergie vers les petites échelles avec une pente proche de -1, pour les vitesses de grille plus faibles, cas moins turbulents que l'on qualifiera d'ondulatoire, le spectre

décroît avec une pente avoisinant les -3. La partie du spectre correspondant à la bande de fréquences des ondes internes caractérisée par une pente de +1 est d'ailleurs bien visible sur les spectres et correspond aux observations océanique de Van Haren and Gostiaux [2009]. En comparant avec les échelles d'Ellison et de Thorpe présentées sur la figure 8.12 on remarque que plus les fluctuations turbulentes de température sont grandes, plus de l'énergie est transmise aux petites échelles (le spectre décroît moins vite).

**Effet de la rotation** La figure 8.19 représente l'effet de la rotation de la cuve à stratification ( $N \approx 0.5$  rad/s) et vitesse de grille ( $U_c = 0.08$  m/s) fixées. Cette fois les lignes verticales pointillées correspondent à la pulsation de rotation de la cuve et les lignes en trait plein correspondent à  $N$ . Dans cette expérience la bande de pulsations pouvant accueillir les ondes internes est réduite puisque ces ondes ne peuvent se développer que si leur pulsation  $\omega$  est située entre  $f$  et  $N$  (Phillips [1977]) :

$$f < \omega < N. \quad (8.6)$$

Les spectres de fluctuations tracés sont tous très similaires (les pentes discutées plus haut sont très proches de la valeur obtenue sans rotation), néanmoins les niveaux des spectres sont différents ce qui est difficile à interpréter. En regardant les profils correspondants sur la figure 8.10, on voit que le spectre rouge qui correspond à l'absence de rotation, a un profil de densité assez éloigné des autres, sa stratification est plus faible ce qui peut expliquer son surplus d'énergie. Dans l'ordre par  $f$  croissant les spectres violet, bleu et vert ont eux des stratifications complètement comparables on peut en conclure que plus la fréquence de rotation est élevée, plus il y a d'énergie dans les fluctuations turbulentes. Cette variation est aussi visible sur les échelles d'Ellison qui augmentent avec la fréquence de rotation. Une piste d'explication est que les colonnes de Taylor réduisent les gradients verticaux de vitesse, diminuant ainsi la dissipation.

**Effets de la stratification** Les effets de  $N$  ne sont pas extrêmement visibles sur les spectres présentés si ce n'est pour une différence énergétique : le spectre de l'expérience présentant le  $N$  le plus élevé est le moins énergétique. En regardant la figure 8.16 on voit que les échelles de Thorpe et d'Ellison (tailles caractéristiques verticales) sont plus faibles dans le cas le plus stratifié, ce qui peut être interprété comme une limitation des échanges verticaux.

## 8.5 Conclusion

Cette collaboration a été pour moi l'occasion de travailler sur une expérience de grande amplitude avec un spectre plus large de paramètres comprenant, entre autres, de la rotation. Les résultats présentés ne sont que l'ébauche d'un travail en cours qui dépasse le cadre de ma thèse mais permettent d'obtenir les tendances répertoriées dans le tableau ci-dessous :

	Effet de $U_g$	Effet de $f$	Effet de $N$
Spectre	plus $U_g$ est grand, plus la pente est négative	difficile à évaluer	difficile à évaluer
$L_T$	croît avec $U_g$	croît avec $f$	décroît avec $N$
$L_e$	croît avec $U_g$	croît avec $f$	décroît avec $N$

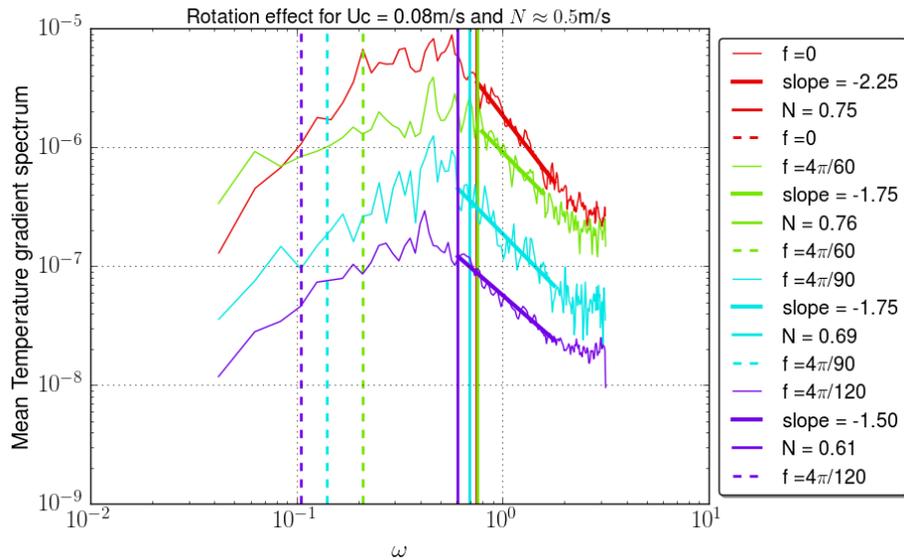


FIGURE 8.19 – Effet de la rotation de la cuve sur le spectre des fluctuations de température en présence de rotation. Les lignes verticales pleines représentent le  $N$  moyen mesuré sur le profil et les lignes pointillées représentent la pulsation de rotation de la cuve. Les différentes couleurs sont associées à différentes fréquences de rotation de la cuve  $f$ . Pour chaque spectre la pente du spectre a été calculée et est représentée en trait gras.

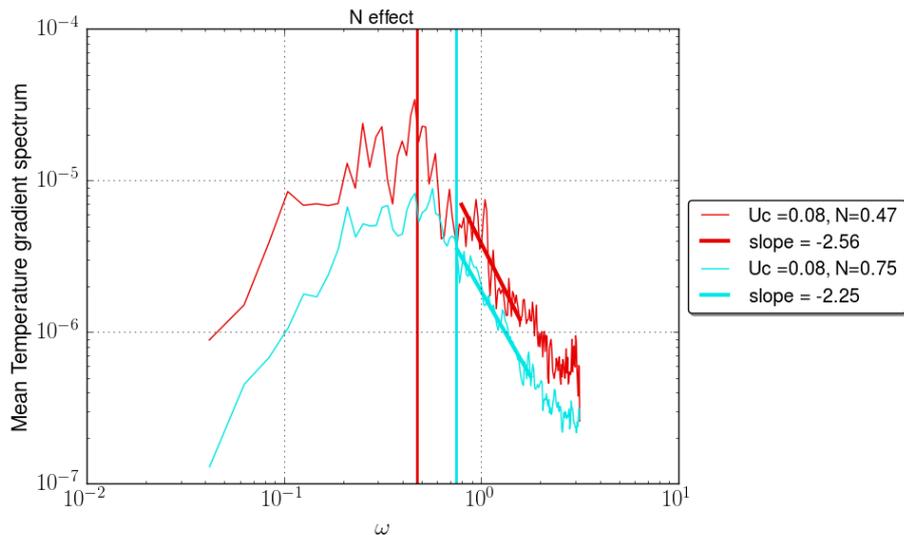


FIGURE 8.20 – Effet de  $N$  sur le spectre des fluctuations de température. Les lignes verticales pleines représentent le  $N$  moyen mesuré sur le profil. Les différentes couleurs sont associées à différentes fréquence de flottabilité  $N$ . Pour chaque spectre la pente du spectre a été calculée et est représentée en trait gras.

La combinaison des effets de la rotation et de la stratification est complexe à analyser mais elle est importante dès que l'on s'intéresse aux écoulements géophysiques soumis à la fois aux effets de la variation de densité et de la rotation de la Terre. Cette étude est donc particulièrement intéressante pour les questions concernant le mélange dans l'océan.

**Troisième partie**  
**Turbulence océanique**



# Chapitre 9

## Application au mélange turbulent dans l'océan

### 9.1 Contexte

Les résultats présentés dans cette étude jusqu'ici ont été obtenus dans des conditions idéales : une turbulence quasi homogène isotrope qui affecte l'ensemble du volume du fluide, est générée dans une stratification contrôlée. Ils peuvent être utilisés assez facilement pour des besoins industriels ou fondamentaux. Toutefois, dans l'océan et, plus généralement, dans les écoulements géophysiques stratifiés, le mélange s'effectue plutôt lors de courts événements turbulents et relève plus d'un état transitoire que stationnaire. On parle alors de patch de turbulence. Ce mélange résulte communément du déferlement local d'ondes internes, d'instabilités de cisaillement comme le montre les études de Bourgault et al. [2008], Van Haren and Gostiaux [2012], Stigebrandt [1976] ou encore de mouvement de la biosphère (Huntley and Zhou [2004], Houghton et al. [2018]). La turbulence ainsi produite se dissipe ensuite et le patch de turbulence disparaît faute d'excitation. Bien que localisé et épisodique, le mélange engendré par ces patches peut affecter l'écoulement sur des échelles spatiales et temporelles beaucoup plus grandes que celles du patch initial. Par exemple, un mélange vertical local dans un milieu uniformément stratifié engendrera un gradient de pression barocline horizontal qui induira un écoulement à plus grande échelle.

Le plus connus des écoulements océaniques est le Gulf Stream, il fait partie d'une circulation plus grande : la circulation de renversement méridionale souvent abrégée MOC pour *Meridional Overturning Circulation* en anglais, qui forme une boucle à travers les océans du globe dont le temps de parcours est de plusieurs milliers d'années. Elle transporte, entre autres, une énergie thermique de l'ordre de  $2 \times 10^{15}$  W, qui en fait l'un des plus gros régulateurs thermiques de la planète. Anciennement appelée circulation thermohaline à cause de ce qu'on pensait être son moteur : les forçages en température (thermique) et en salinité (halin), cette boucle océanique a été rebaptisée pour mieux englober la complexité de ses origines. Nous savons en effet aujourd'hui, notamment grâce aux travaux de Munk and Wunsch [1998], que la force qui conduit le MOC semblerait être bien plus diverse que l'unique action combinée de la température et de la salinité, mais reposerait en partie sur la distribution et l'intensité du mélange à l'intérieur de l'océan mais aussi les forçages du vent sur la surface de l'océan Austral et sur les marées. Cette circulation fait l'objet d'une recherche intense tant son implication dans la dynamique de notre climat est importante. Pour ce faire, différentes

simulations des écoulements océaniques s'appuient sur les résultats *idéalisés* obtenus dans des conditions de laboratoire ou des simulations directes de la turbulence (Direct Numerical Simulation) afin de paramétrer le mélange net en fonction des quantités résolues aux échelles des grilles des modèles numériques. Leurs paramètres sont ceux que nous avons exposés dans les chapitres précédents : l'efficacité de mélange  $\eta$  (ou le coefficient de mélange  $\Gamma$ ) et le coefficient de diffusion verticale turbulente  $k_z$ . Dans les modèles globaux du climat, le paramétrage du mélange horizontal est aussi absolument nécessaire, mais cet aspect, qui représente un autre champ de recherche en soi, n'a pas été abordé dans cette thèse qui ne se focalise que sur le mélange vertical.

Dans l'océan, la stratification varie peu d'une région à l'autre et est auto-entretenu par les flux verticaux de densité à travers les isopycnes. Ces flux entraînent du mélange dit dyapycnal auquel est associé le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$ . Les premières études marquantes s'intéressant au mélange et aux grandes circulations océaniques remontent à l'article précurseur de Munk [1966] *Abyssal Recipes*. Dans ce papier Munk introduit sur la base d'un équilibre d'advection-diffusion verticale, le profil typique de densité de l'océan profond, loin des frontières de la surface et du fond, comme étant, au premier ordre, un profil exponentiel de la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \rho'_0 e^{\alpha z} \quad (9.1)$$

avec  $\alpha = \frac{w}{k_z}$  où  $w$  est la composante verticale de l'upwelling équatorial. Il propose alors l'un des premiers bilans d'énergie appliqué à l'océan entier et en déduit une estimation du coefficient de diffusion turbulente moyenné sur l'océan  $\bar{k}_z = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  nécessaire au maintien de cette stratification. Ceci revient à estimer une remontée des eaux denses répartie uniformément dans tout l'intérieur de l'océan. Sans ce mélange, la coulée des eaux arctiques et antarctiques le long des fonds marins transformerait l'océan en une vaste étendue d'eau très froide et très salée recouverte d'une couche un peu plus chaude, de quelques dizaines de mètres d'épaisseur, homogénéisée par les vents et dans laquelle s'effectuerait le peu d'écoulements autorisé par cette configuration. Ce bilan, repris et détaillé dans un second article de Munk and Wunsch [1998], *Abyssal Recipes II*, réaffirme la valeur moyenne de  $\bar{k}_z = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , arguant qu'une telle valeur, puisqu'il s'agit d'une moyenne sur l'océan, n'est en contradiction, ni avec les mesures in situ de diffusion dite pélagique<sup>1</sup> (loin des couches limites et des topographies) donnant  $k_{PE} = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , soit un ordre de grandeur inférieur aux prédictions; ni avec les résultats de Polzin et al. [1997] qui démontrent une forte hausse du mélange près des topographies du bassin Brésilien avec des valeurs de  $k_z$  pouvant atteindre  $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

La figure centrale de *Abyssal Recipes II* est présentée ici (figure 9.1) et fait état des contributions énergétiques des différents forçages sur l'océan. L'action de la lune et du soleil avec les marées est dominante et produit 3.5 TW. Une partie de l'énergie des marées océaniques est dissipée en frottement proche des rivages (2.6 TW) alors que le reste participe à l'équilibre de la stratification (0.9 TW) et est réparti par la marée interne entre les patches de forte intensité turbulente et la turbulence pélagique. L'impact du vent sur ce système est lui évalué à 1.2 TW laissant ainsi 2.1 TW à la

---

1. La zone pélagique est la partie des lacs, des mers ou océans comprenant la colonne d'eau, en dehors des bords, c'est-à-dire en dehors des parties de côtes ou de fond marin (la plaine abyssale). Par opposition, la zone démersale comprend l'eau proche des côtes ou du fond marin. Le nom provient du grec pélagos, qui peut se traduire par ■ haute mer ■.

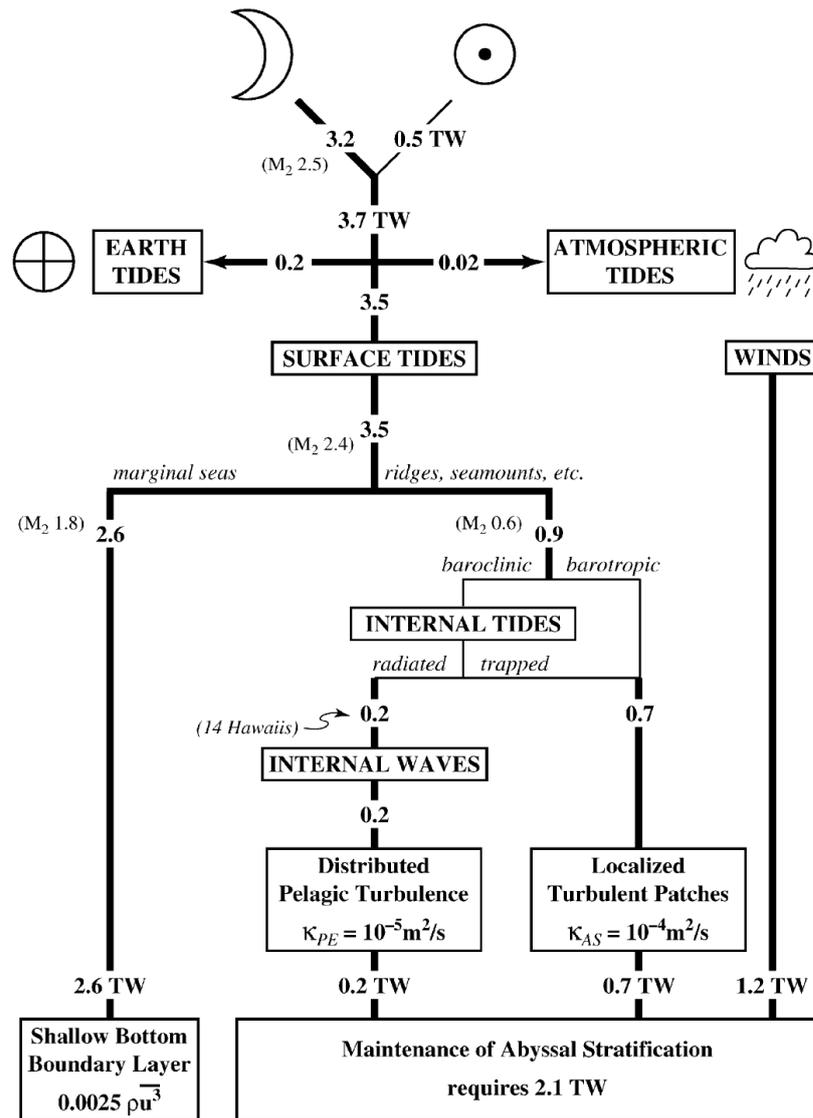


FIGURE 9.1 – Bilan énergétique sur l’océan proposé par Munk and Wunsch [1998]. Ce bilan prend comme sources d’excitation les marées (la contribution de l’harmonique M<sub>2</sub> de marée est notée en italique) et le vent, et évalue les différentes dissipations de cette énergie entre deux réservoirs : l’énergie cinétique dans les couches peu profondes de l’océan et le mélange turbulent qui permet le maintien de la stratification.

machine océanique pour mélanger les 25 Sv<sup>2</sup> soit  $25 \times 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  d’eau dense et salée produite aux pôles.

Malgré ce bilan détaillé, les mécanismes à l’origine du mélange sont encore difficilement quantifiables. Talley [2011] nous rappellent que bien que l’origine des eaux denses et froides est connue : (ces eaux proviennent majoritairement de l’Atlantique nord du Labrador et du Groenland et pour l’Atlantique sud elles sont générées dans les mer de Weddell et de Ross autour de l’Antarctique), les lieux et mécanismes engendrant la remontée de ces eaux, et donc la fermeture de la boucle océanique, sont eux toujours source de débats. L’ensemble étant, comme l’affirment Pellichero et al. [2017], forte-

2. Le Sverdrup est une unité de mesure du transport de volume :  $1 \text{ Sv} = 1 \times 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , son nom vient de celui de l’océanographe Harald Sverdrup.

ment soumis aux conditions climatiques dans les mers du sud, notamment au cycle de glaciation de leur surface, qui impacte la formation de ces masses d’eau froides et engendre des variations qui se répercutent sur toute la planète.

De leur côté, Ferrari et al. [2016] présentent et critiquent le consensus actuel qui stipule que le mélange turbulent, dû au déferlement des ondes internes, permet la remontée de ces eaux jusqu’à une profondeur d’environ 2000 m, profondeur à partir de laquelle elles sont dirigées vers le sud jusqu’à être remontées à la surface par le fort mélange des quarantièmes rugissants<sup>3</sup> avant de retourner vers les pôles où elles seront refroidies et recommenceront une nouvelle boucle.

En effet, les auteurs, s’appuyant sur les travaux de Klocker and McDougall [2010], font remarquer que le mélange turbulent par les ondes internes se déroule majoritairement proche des topographies et des fonds océaniques, un volume de fluide à l’intérieur de l’océan reçoit un flux de flottabilité plus important depuis le dessous que depuis le dessus, et par conséquent il se mélange plus par le fond que par le dessus. La densité moyenne de cette particule augmente donc et contribue à la faire *couler*. L’action du mélange par les ondes internes n’est donc pas de faire remonter les eaux polaires vers la surface mais tend à les faire couler. Le paradoxe de la remontée des eaux polaires est alors résolu en considérant une remontée suivant les fonds et talus océaniques plutôt que répartie uniformément sur l’ensemble de l’océan. Ceci est cohérent avec les mesures in-situ montrant une augmentation du mélange au dessus des topographies importantes (Laurent et al. [2001], Polzin et al. [1997]) et avec les ordres de grandeur de mélange prédits par Munk and Wunsch [1998]. Une répartition mondiale des mesures de diffusivité turbulente, extraite de Waterhouse et al. [2014], est proposée sur la figure 9.2. Ces mesures ont été réalisées grâce à des profileurs de microstructures qui mesurent les fluctuations rapides de vitesses. Le résultat direct de la mesure est le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  qui est ensuite relié à  $k_z$  de la façon suivante :

$$k_z = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}, \quad (9.2)$$

avec  $\Gamma$  constant égal aux prédictions d’Osborn  $\Gamma = 0.2$  et où  $N$  est la fréquence de flottabilité (Osborn [1980]). Cette approche, comme la plupart des études océanographiques, ne tient pas compte des variations de  $\Gamma$  avec les conditions de l’écoulement discutées dans cette thèse, variations qui seraient, de toute manière, contenues dans les barres d’erreur des mesures réalisées. Quoiqu’il en soit, les profils verticaux de  $k_z$  révèlent une amplification du mélange près du fond, des topographies abruptes et des dorsales isolées. Le coefficient de diffusion turbulente moyen pour des profondeurs supérieures à 1000 m est de l’ordre de  $\mathcal{O}(10^{-4}) \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Les évaluations directes du coefficient de diffusion turbulente, utilisant par exemple les évolutions des profils de densité, sont rares dans l’océan car elles nécessitent une connaissance précise de tous les flux mis en jeu (advection, forçage par le vent à la surface, marée ect). Néanmoins, il existe des systèmes quasi-fermés comme les fjords, qui, sous l’hypothèse d’un faible taux de renouvellement de leurs eaux, permettent ce type d’estimation (Stigebrandt and Aure [1989], Stigebrandt [2012]). Belzile et al. [2016] ont montré que c’était le cas du fjord du Saguenay au Canada, qui est soumis à des conditions et à des processus semblables à ceux retrouvés dans les océans (stratification, marée, ondes et marées internes, sauts hydrauliques, topographie variable, etc.). La problématique du mélange y est aussi très présente et suivie de près par

---

3. nom donné par les marins aux latitudes situées entre les 40e et 50e parallèles dans l’hémisphère Sud, appelées ainsi en raison des vents forts établis, venant majoritairement de l’ouest, qui semblent hurler dans la mâture.

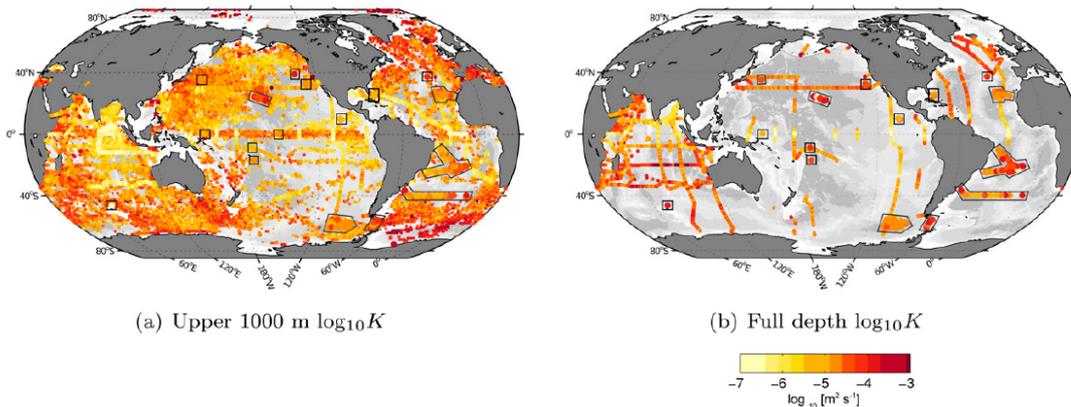


FIGURE 9.2 – Mesure du coefficient de diffusion turbulente dans le monde Figure extraite de Waterhouse et al. [2014] qui présente en *a*)  $k_z$  moyenné sur les 1000 premiers mètres de la colonne d’eau et en *b*)  $k_z$  moyenné sur toute la colonne d’eau. La légende de couleur est commune aux deux schémas.

notre collaborateur au Québec Daniel Bourgault (ISMER) car elle est essentielle à la compréhension des mouvements de la biosphère et des phénomènes de renouvellement des eaux profondes du fjord. Cette collaboration a été une belle opportunité de mise en perspective de notre travail ainsi qu’une découverte des mesures in situ dans un environnement océanique. Notre approche océanique se basera donc sur ce milieu, à mi-chemin entre le laboratoire et l’Océan ouvert. Les paragraphes qui suivent ont pour but de présenter cet environnement ainsi que la campagne de mesures que nous y avons menée.

## 9.2 Stratification dans le fjord du Saguenay

### 9.2.1 Le Fjord

Le fjord du Saguenay se situe dans l’est canadien dans la zone estuarienne du Saint Laurent, et fait partie du parc marin du Saguenay–Saint-Laurent. Le fjord lui-même s’étend sur 110 km avec une largeur moyenne de 2 km se resserrant à 1.1 km à son embouchure sur l’estuaire du Saint-Laurent. Sa bathymétrie se compose de trois seuils majeurs délimitant deux bassins extérieurs et un plus grand bassin intérieur occupant deux tiers de la longueur du fjord et possédant une profondeur moyenne de 280 m. La couche de surface est presque douce et alimentée par le lac Saint-Jean en amont du fjord. Les eaux profondes du fjord sont saumâtres et proviennent des eaux estuariennes.

La bathymétrie, présentée sur la figure 9.3, possède un intérêt particulier pour l’étude du mélange océanique. La bathymétrie des fjords présente généralement des seuils qui restreignent les échanges de masses d’eau avec l’extérieur, limitant ainsi le renouvellement de leurs eaux profondes (Allen and Simpson [1998]). Une particularité du fjord du Saguenay est qu’il est soumis au forçage de la marée : l’onde de marée remonte le fjord depuis son embouchure dans l’estuaire du Saint-Laurent, jusqu’à Chicoutimi. Cette onde, en sus de réussir à passer au dessus des seuils, génère un fort mélange à leur niveau ainsi qu’une multitudes ondes internes qui peuvent soit déferler localement sur les seuils soit se propager à travers le fjord. La dynamique interne du fjord varie fortement entre la période hivernale durant laquelle se forme une épaisse

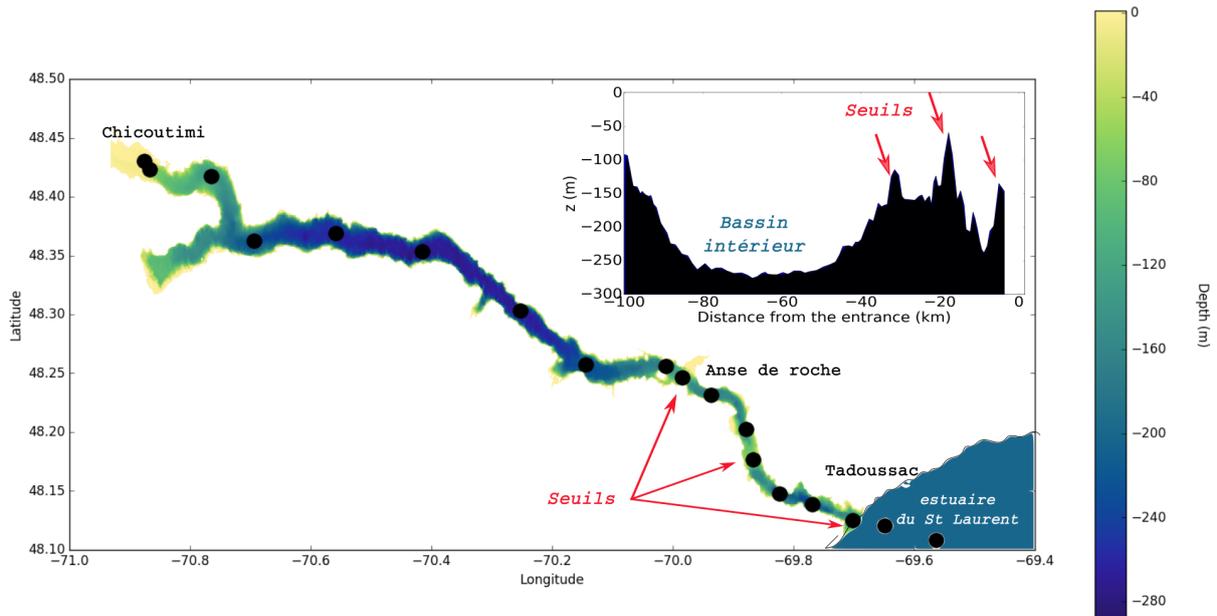


FIGURE 9.3 – Bathymétrie du Fjord du Saguenay

couche de glace et la période estivale où la surface libre est excitée par les vents et la houle.

Cet environnement, facilement accessible par de petites embarcations océanographiques, permet l'étude d'une gamme remarquablement large de dynamiques géophysiques (grand nombre de Reynolds) évoluant au cours des saisons. Parmi la variété de phénomènes représentés, on peut citer l'écoulement généré par la marée au dessus des seuils qui est supercritique (nombre de Froude supérieur à 1) dans l'entrée peu profonde du fjord et passe sous-critique entre les seuils (Belzile et al. [2016]); ou encore la grande variation de la température des eaux du fjord entre les hivers intenses qui forment une couche de glace sur l'ensemble de la surface et la fonte estivale, le tout affectant grandement la circulation profonde dans le fjord ainsi que le renouvellement des eaux (Bourgault et al. [2012b], Belzile et al. [2016]). Au niveau du mélange turbulent vertical à proprement parler, les mesures océanographiques réalisées dans le bassin intérieur ont révélé une activité très intense dans la colonne d'eau en dessous de 50 m de profondeur menant à un coefficient de diffusion turbulente comparable à la valeur moyenne de l'océan profond discutée précédemment ( $k_z \approx 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ). Cette diffusivité turbulente est cohérente avec les événements de renouvellement et de ventilation saisonnière des eaux profondes du Saguenay (Belzile et al. [2016]). Cette intensité peut être expliquée par les travaux de Stigebrandt [1976] qui a émis l'hypothèse que dans les fjords munis de seuils, le transfert de l'énergie des ondes internes vers le mélange résulterait du déferlement de ces dernières, exacerbé par la présence des talus et parois du fjord. Cette hypothèse est soutenue par différentes études qui ont notamment mis en évidence la propagation d'ondes internes et d'ondes internes solitaires dans les fjords (Baschek and Jenkins [2009], Bourgault et al. [2016]), des ressauts hydrauliques internes et le déferlement d'ondes internes proches des zones où l'écoulement sur les seuils est supercritique (Saucier and Chassé [2000]).

Ceci expliquerait aussi la différence avec le coefficient de diffusivité turbulente observé à la même profondeur à proximité du fjord dans l'estuaire du Saint Laurent qui a été évalué un ordre de grandeur plus petit ( $k_z \approx 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) dans une stratification similaire (Bourgault et al. [2012a]). Cet écart pourrait s'expliquer en considérant le

bassin interne du fjord comme un système quasi clos qui capture l'énergie des ondes internes jusqu'à atteindre une saturation qui provoque leur déferlement, alors que l'estuaire, ouvert, permet aux ondes de se propager.

### Objectifs :

En dehors des événements de renouvellement des eaux profondes du bassin interne du fjord du Saguenay, ce bassin peut être considéré comme un système fermé qui s'apparenterait à notre expérience de grille tractée dans la cuve fermée. L'excitation de la turbulence serait provoquée ici par la marée générant un écoulement au dessus des topographies et engendrant les phénomènes turbulents décrits précédemment. L'objectif ici est donc d'appliquer le panel de méthodes développées dans les expériences de laboratoire pour inférer indirectement l'effet net de la turbulence du bassin intérieur du Saguenay afin d'étudier notamment l'évolution du coefficient de diffusion turbulente au cours du printemps et de l'été 2017 (époque de la campagne de mesure) et de quantifier son évolution sur la colonne d'eau.

### 9.2.2 Mesure de la stratification du Saguenay

Nom	Longitude	Latitude
Se6	-69.5633300	48.1083300
S00	-69.6483300	48.1208300
S04	-69.7018295	48.1254078
S09	-69.7684888	48.1388320
S13	-69.8229813	48.1475632
S18	-69.8666700	48.1766700
S21	-69.8790000	48.2022900
S27	-69.9361000	48.2313900
S31	-69.9850000	48.2466700
S33	-70.0116051	48.2561587
S44	-70.1437500	48.2571462
S53	-70.2532842	48.3029582
S67	-70.4155701	48.3534410
S78	-70.5588210	48.3692340
S88	-70.6935286	48.3625577
S98	-70.7645736	48.4171495
S106	-70.8666700	48.4233300
S107	-70.8765175	48.4301096

FIGURE 9.4 – **Position des différents profils CDT réalisés.** La longitude et la latitude sont exprimés en degrés. La première station de mesure est située à l'extérieur du fjord dans l'estuaire du Saint Laurent, les autres sont toutes à l'intérieur du Saguenay.

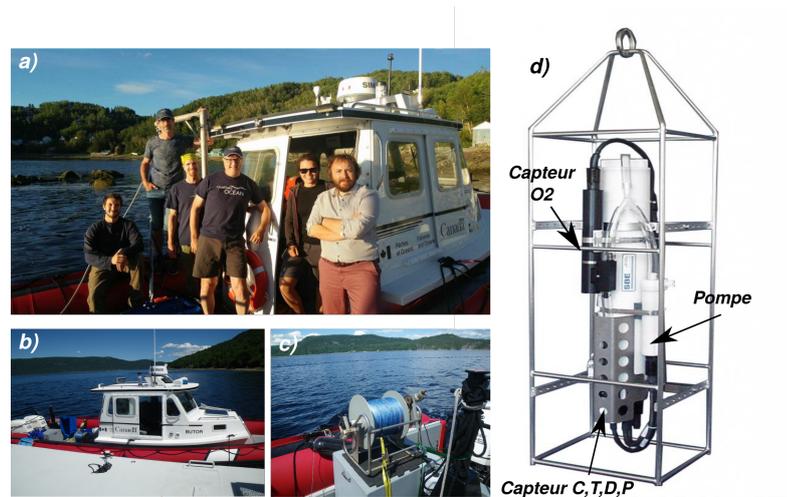


FIGURE 9.5 – **Mesure de transect CTD.** La photo **a)** présente l'équipe de la mission SILLEX 2017 composée de Daniel Bourgault (ISMER), Peter Galbraith (IML), Cédric Chavanne (ISMER), Louis Gostiaux (LMFA) et Jean-Luc Shaw (ISMER). La photo **b)** montre le navire océanographique armé par l'institut canadien pêche océan. La photo **c)** expose le système de treuil actionné par une perceuse, permettant de faire descendre et monter le capteur CTD dans la colonne d'eau. Le schéma **d)** réalisé à partir d'une image du constructeur Sea-Bird scientifique SBE19plus présente le capteur utilisé.

La campagne de mesure Sillex 2017 a non seulement consisté en dix jours de mesures de terrain mais a été complétée par les équipes québécoises par un travail mensuel, de juin à octobre, visant à la réalisation de transects de densité, température et salinité du Saguenay. Un transect est défini comme un ensemble de profils verticaux de température et de salinité permettant d’extrapoler les champs de température, salinité et densité le long d’une coupe vertical du fjord. Les profils sont réalisés par un profileur CTD embarqué à bord d’un navire océanographique. Le CTD est un instrument permettant la mesure locale de la conductivité, de la température, de la pression et de la concentration en oxygène via les capteurs correspondants (voir figure 9.5). Pour plus de précision une pompe prélève l’eau à la tête de l’instrument et la fait circuler dans les différents capteurs afin que tous les capteurs évaluent la même eau au même moment (synchronisation des différentes mesures avec la profondeur). Le CTD est déployé depuis le navire à partir d’un treuil qui maintient sa vitesse de descente à environ  $1 \text{ m s}^{-1}$  jusqu’à toucher le fond (d’où la présence d’une cage de protection autour), puis il est remonté à l’aide du treuil. La conversion des données de conductivité et température en mesure de densité et salinité se fait à l’aide d’une méthode très similaire à celle utilisée pour convertir les données de la sonde MSCTI de nos expériences de laboratoire. En effet, à partir des données de conductivité et température, une calibration permet de remonter à la salinité. Ensuite, la combinaison de température et salinité est introduite dans l’équation d’état de l’eau de mer défini par UNESCO and SCOR [1981], afin d’obtenir la densité potentielle<sup>4</sup>. La profondeur est quant-à elle, calculée à partir de la pression étant donnée l’approximation de l’équilibre hydrostatique.

Les profils CTD sont effectués depuis l’estuaire du Saint-Laurent jusqu’au fond du fjord du Saguenay. Les positions de ces relevés sont présentées dans le tableau 9.4 et permettent de suivre l’évolution des différentes grandeurs mesurées au cours du temps. Une interpolation le long du Saguenay permet d’obtenir les différentes cartographies présentées dans la suite. Un exemple de profils mesurés est montré sur la figure 9.6. On y remarque notamment qu’il existe une bijection entre la densité et la salinité, ce qui signifie que c’est la salinité qui porte la stratification du fjord. Cette figure montre que la température des eaux du fjord est comprises entre 2 et 14°C pour une masse volumique variant de 1005 à 1023  $\text{kg m}^{-3}$ . Le fjord exhibe une forte stratification ( $N \sim 5 \times 10^{-2} \text{ rad/s}$ ) comparée à une stratification moyenne de l’océan de  $N \sim 5 \times 10^{-3} \text{ rad/s}$  (Gostiaux and Dauxois [2004]) jusqu’à 150 m de profondeur à partir d’où la stratification décroît vers des valeurs proches de celles de l’océan (voir figure 9.6). Ceci dénote de la présence de deux masses d’eau : l’eau de surface, provenant du lac Saint-Jean, chaude et peu salée, et l’eau profonde, estuarienne, froide et salée. Les variations de cette stratification sont au cœur de notre étude car en partie causés par le mélange dyapycnal.

Les évolutions temporelles des champs de température et densité sont présentées sur les figures 9.7 et 9.8. L’analyse des champs de température montre que la température des eaux du fjord varie entre 14°C et 3°C avec la profondeur. La pycnocline, qui sépare la couche homogène et chaude de surface et la stratification du fjord a une épaisseur d’une dizaine de mètre, sa température est fortement influencée par la température extérieure. Sur la figure 9.7 on peut deviner un renouvellement des eaux intermédiaires du fjord : un front d’eau plus chaude que le milieu ambiant (bleu clair) s’avance dans le

---

4. La température potentielle d’une particule de fluide est celle qu’elle aurait si elle était ramenée adiabatiquement à la pression standard de 1 bar, la densité potentielle est la densité de cette particule une fois à sa température potentielle.

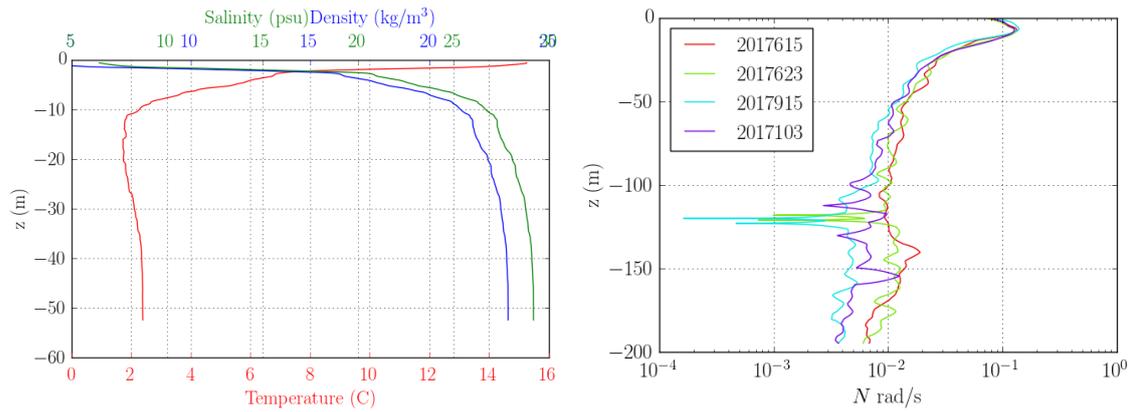


FIGURE 9.6 – Exemple de profils CTD de température et de densité et de stratification. La densité est exprimée en pourmille et la température en degrés Celsius. La figure de droite présente l'évolution entre le 15 juin 2017 et le 3 octobre 2017 de la stratification du fjord.

fjord à compter du 23 juin jusqu'à septembre. En juillet, il se situe au dessus des seuils et finit par affecter toute la colonne d'eau du bassin intérieur à partir d'août. Cette eau repousse les eaux froides vers le fond du fjord et la surface. Ceci est contre intuitif car ce sont normalement les eaux froides qui *coulent* mais ici, les eaux plus chaudes viennent de l'estuaire du Saint-Laurent et sont donc salées expliquant ainsi l'inversion de température observée. Cette intrusion d'eau dense est peu visible sur le champ de densité. On peut néanmoins observer une diminution de la profondeur de l'isopycne  $\rho = 23 \text{ kg m}^{-3}$  à partir du mois d'août. Ce type de renouvellement est rendu possible grâce à une forte intensité turbulente, qui mélange les deux masses d'eau en contact, permettant d'éviter la situation de remplissage du fjord par les eaux de l'intrusion jusqu'à saturation complète du bassin intérieur. Ici, le mélange permet de diminuer la densité de l'intrusion autorisant l'apport continu d'eau estuarienne, ce mécanisme est détaillé dans Belzile et al. [2016]. La stratification profonde (en dessous de  $z = -150 \text{ m}$ ) n'est pas affectée par ce renouvellement avant le mois d'août. Ainsi, l'évolution de la stratification profonde entre les premiers transects de juin et celui d'août peut être rapprochée de celle obtenue avec la grille tractée dans la cuve expérimentale présentée précédemment : le système est quasi-fermé et le rôle de la grille est joué par l'excitation de la marée.

Le diagramme T-S (température-salinité) présenté sur la figure 9.9 permet d'analyser le nombre de masses d'eau en présence. Avant de passer à l'interprétation de ce diagramme, imaginons le cas idéal d'un fluide bi-couche, la masse d'eau du dessus possède les propriétés  $\{T_1, S_1\}$  et celle du dessous  $\{T_2, S_2\}$  alors n'importe quel profil CTD donnera deux nuages de point autour des points  $\{T_1, S_1\}$  et  $\{T_2, S_2\}$ . Si maintenant ces deux masses d'eau se mélangent à leur interface, le diagramme T-S de la colonne d'eau comportera deux nuages de points autour des mêmes points, mais cette fois ils seront reliés entre eux par un alignement de points témoignant du mélange. C'est par exemple ce qu'on voit sur le profil rouge de la figure 9.9. En septembre, le bassin intérieur du fjord est donc composé de deux masses d'eau : des eaux de surface chaude ( $14^\circ\text{C}$ ) et peu salées et des eaux de fond froide ( $\approx 2^\circ\text{C}$ ) et salées. Sur la même figure, les profils verts, violet et bleu correspondant aux relevés de juin et juillet montrent l'apparition d'une troisième masse d'eau (bosse sur le diagramme). Cette troisième masse d'eau plus salée et plus chaude que le fond du fjord, a été étudiée par Bourgault *et al.* et caractérise

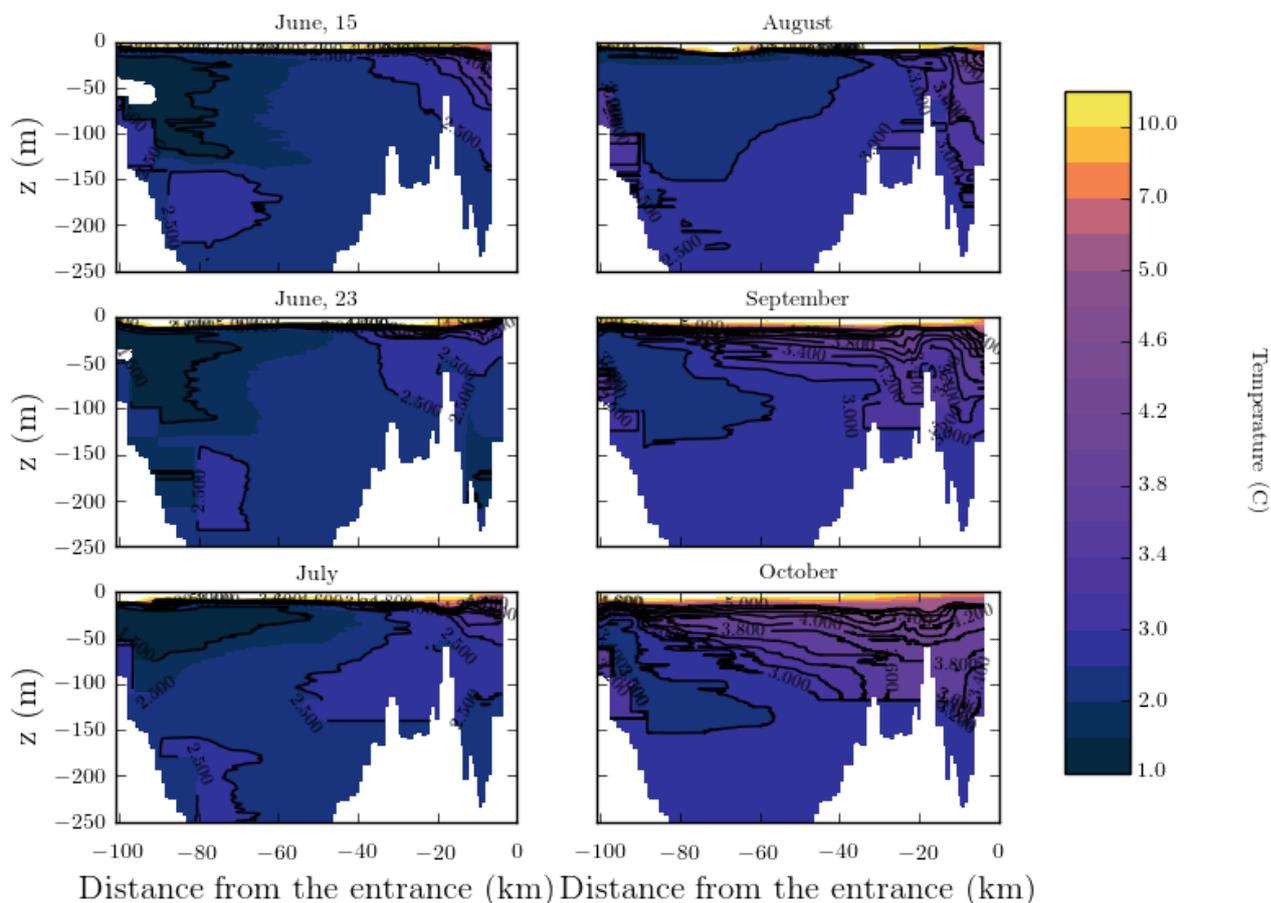


FIGURE 9.7 – Évolution de la stratification en température dans le fjord. Champs de température en degrés Celsius extrapolés à partir des données des transects CTD réalisées respectivement le 15 juin, le 23 juin, le 10 juillet, le 18 août, le 15 septembre et le 3 octobre 2017. L'axe  $z$  est orienté vers le haut et  $z = 0$  m correspond à la surface de l'eau. L'abscisse est la distance, le long du centre du fjord, depuis l'entrée du Saguenay dans l'estuaire du Saint Laurent ( $x = 0$  km).

une intrusion d'eau estuarienne dans le Saguenay Bourgault et al. [2012b].

### 9.2.3 Coefficient de diffusion turbulente

Nous proposons maintenant de réaliser une estimation du coefficient de diffusion turbulente à partir de l'évolution du profil moyen de densité mesuré dans le bassin intérieur du Saguenay. Les profils moyens de densité sont obtenus en moyennant l'ensemble des profils CTD relevés dans ce bassin (voir figure 9.10). Ces profils CTD ne descendent pas tous à la même profondeur à cause de la bathymétrie du fjord (les mesures ont toutes été prises jusqu'au fond), l'obtention d'un profil moyen résulte alors de la moyenne horizontale de tous les profils présentés, par conséquent, les grandes profondeurs sont moyennées sur moins de données que la surface. On peut aussi remarquer une grande variabilité de densité à la surface du fjord (au dessus de la pycnocline) qui est liée aux différents courants et au mélange surfacique. La pycnocline est très marquée autour de 10 m de profondeur et sépare une zone de forte stratification de l'intérieur du fjord peu stratifié ( $N \approx 10^{-2}$  rad.s $^{-1}$ ). Le fjord profond est donc 100 fois moins stratifié que nos expériences de laboratoire.

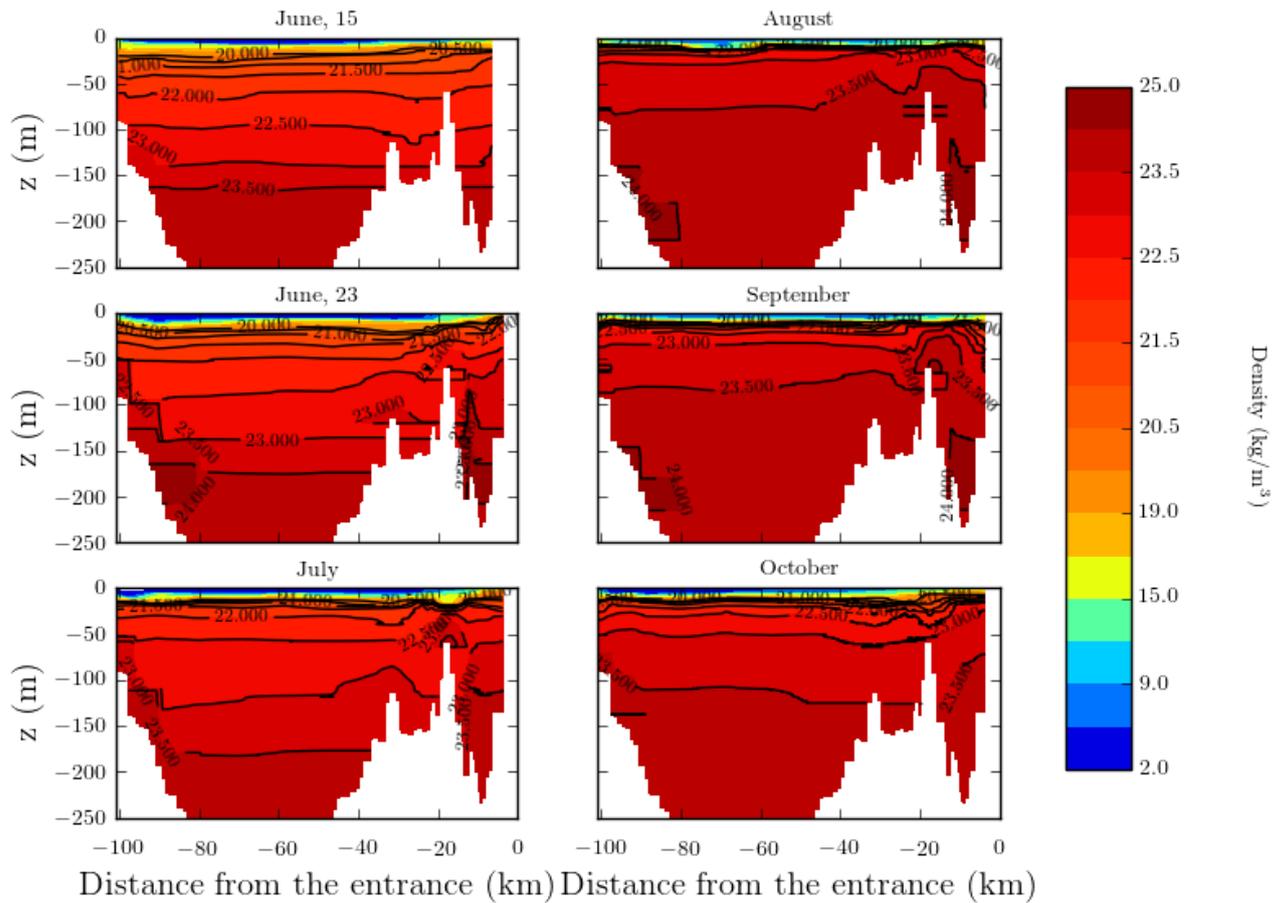


FIGURE 9.8 – Évolution de la stratification en densité dans le fjord. Champs de densité potentielle extrapolés à partir des données des transects CTD réalisées respectivement le 15 juin, le 23 juin, le 10 juillet, le 18 août, le 15 septembre et le 3 octobre 2017. L'axe  $z$  est orienté vers le haut et  $z = 0$  m correspond à la surface de l'eau. L'abscisse est la distance, le long du centre du fjord, depuis l'entrée du Saguenay dans l'estuaire du Saint Laurent ( $x = 0$  km).

Les profils moyens ainsi que les différentes positions de mesure des profils originaux utilisés sont présentés sur la figure 9.11. Sur cette figure, les effets du renouvellement des eaux intermédiaires du fjord par des eaux salées estuariennes sont clairement visibles : une densification des couches intermédiaires est visible au cours du temps sans perte de densité au fond entre les profils dans les tons verts et les profils violacés. À l'inverse, le nœud (croisement) des profils verts (juin-juillet) peut lui, être associé à une remontée de masse par le mélange irréversible : le profil de densité s'homogénéise de façon similaire à ce que nous avons pu voir dans les expériences de turbulence de grille. Le mélange semble être bien moins important (très peu visible) entre septembre et octobre. C'est ce phénomène de mélange irréversible qui est au cœur de notre étude et que nous allons tenter de quantifier en estimant le coefficient de diffusion turbulente  $k_z$  associé aux évolutions temporelles des champs de densité au cours du mois de juin et de septembre à octobre.

L'estimation du coefficient de diffusion turbulente dans le fjord est très similaire à ce que nous avons déjà réalisé sur les données de laboratoire à une différence près : il faut prendre en compte le fait que la section du Saguenay  $A(z)$  n'est pas constante. Pour appréhender l'influence de cette variation de section, prenons le problème en sens

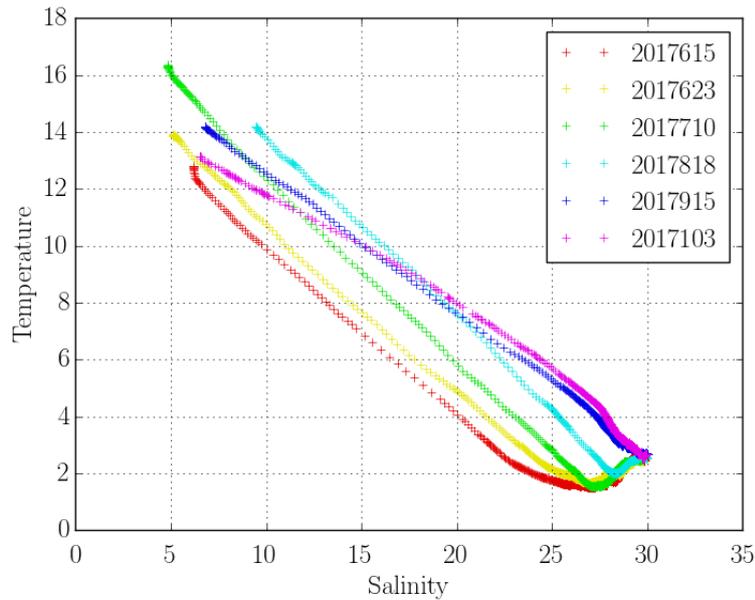


FIGURE 9.9 – **Diagramme salinité-température correspondant aux profils moyens de la figure 9.11.** La température est en degrés Celsius et la salinité est donnée en PSU (Practical Salinity Unit, 1PSU = 1g/kg).

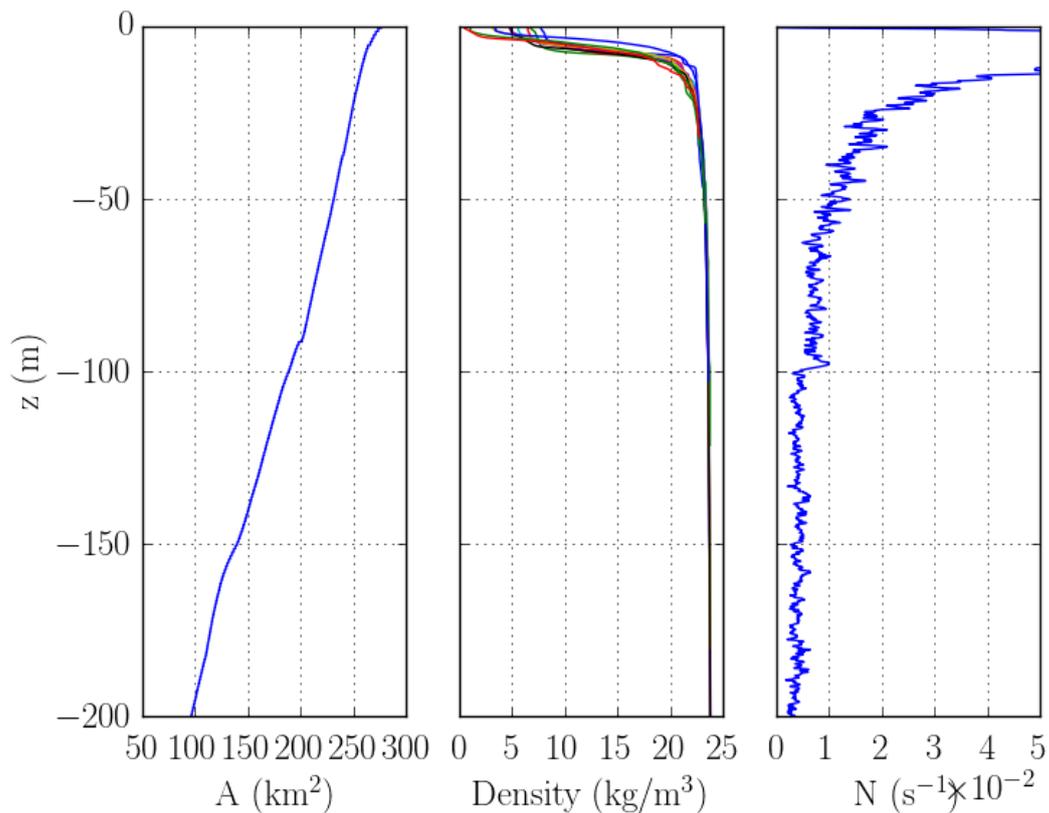


FIGURE 9.10 – **Caractérisation du fjord.** La figure de gauche représente l'évolution de la section horizontale  $A$  du fjord avec la profondeur. La figure centrale rassemble tous les profils CTD mesurés en septembre 2017 dans le bassin intérieur et la figure de droite présente le profil de  $N$  moyen dans le fjord.

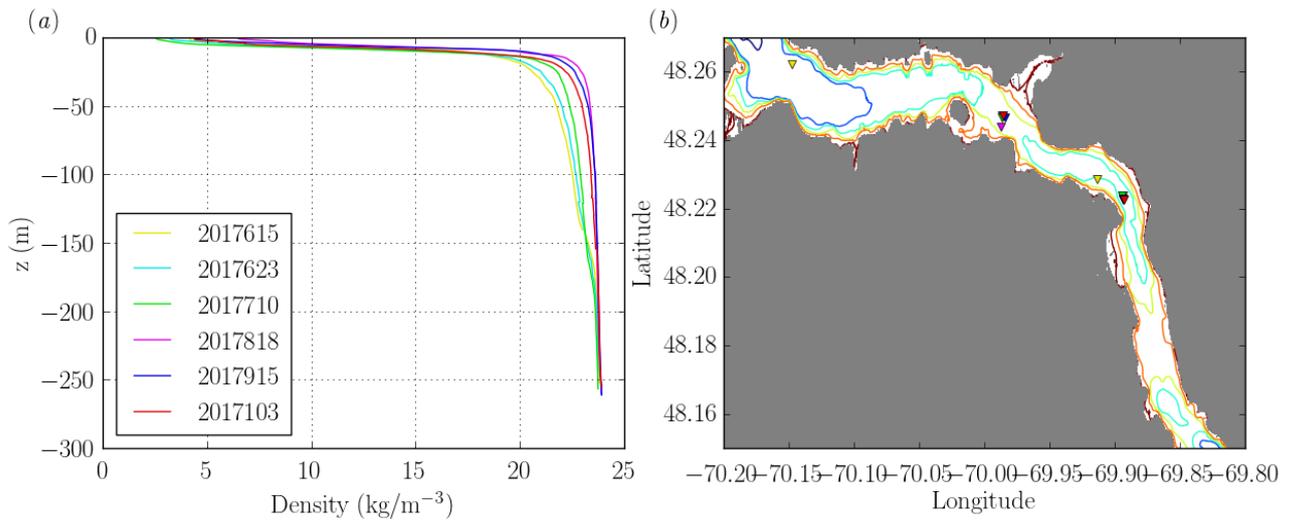


FIGURE 9.11 – Profils moyen de densité dans le bassin intérieur et position des relevés CTD moyennés. *a)* Profils de densité moyennés sur le bassin intérieur lors des différents transects. *b)* Position des profils CTD dans le bassin intérieur du fjord.

inverse et considérons deux couches de fluides homogènes de même hauteur mais de section horizontale différente, reliées entre elles et agitées par de la turbulence dont le coefficient de diffusion turbulente est fixé. Étant donné que le volume de ces deux couches diffère, l'impact du mélange en terme de variation de la densité va lui aussi différer entre les couches. Une illustration du bilan de flux est présenté sur la figure 9.12.

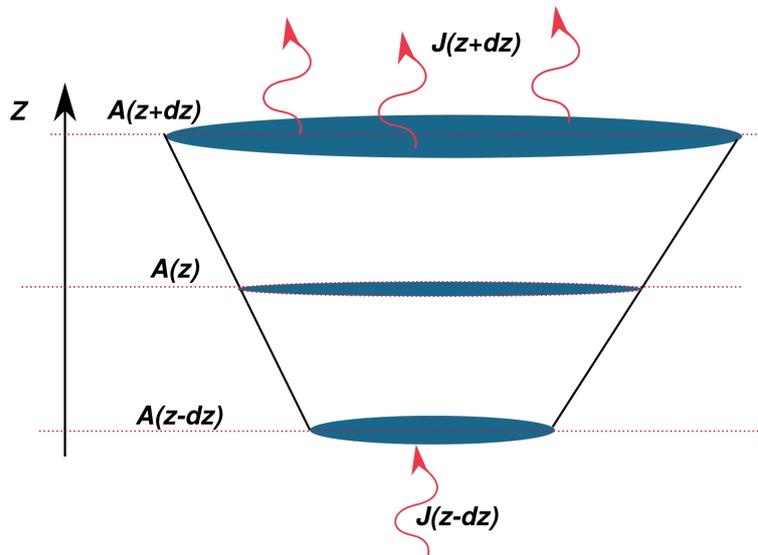


FIGURE 9.12 – Schéma représentant les flux entre couches de fluide.  $J(z)$  est le flux de masse à travers l'isopycne de profondeur  $z$  :  $J(z) = -A(z)k_z(z)\frac{\partial \rho}{\partial z}|_z$ ,  $A$  est la section horizontale du fjord et les lignes noires représentent le bord (parois étanches) du Saguenay.

Une modification de l'équation de diffusion de la densité est donc nécessaire. En notant  $A(z)$  la fonction donnant l'aire horizontale en mètre carré du bassin intérieur à

une profondeur  $z$ , l'équation de diffusion devient

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{A} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( A k_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \right]. \quad (9.3)$$

Notons que cette équation se base sur l'hypothèse de la conservation de la masse totale de la colonne d'eau, ce qui est plus évident à réaliser en laboratoire que dans le fjord. Une évaluation de la validité de cette hypothèse peut-être discutée à partir de la figure 9.13 qui présente l'évolution, entre les différents transects de la masse de la colonne d'eau. Cette figure met en évidence des variations de la masse pouvant atteindre 4% dans les périodes déjà repérées comme présentant du renouvellement (de juillet à septembre). En dessous de 150 m de profondeur les variations relatives de masse sont moins importantes (2% maximum) excepté autour du 23 juin. Le mélange irréversible tend à faire remonter de la masse en allégeant les couches d'eau du fond : il est donc attendu que la masse des couches inférieures ne soit pas conservée et diminue. C'est ce qui est observé durant le mois de juin et au cours de septembre et octobre. À l'inverse, une augmentation de la masse correspond à une re-densification du milieu et donc à une intrusion d'eau dense dans le bassin. Nous considérerons donc pour le calcul du  $k_z$  les couples de profils ayant des masses similaires, en dehors des périodes de renouvellement, ce qui nous laisse le mois de juin et période allant de septembre à octobre.

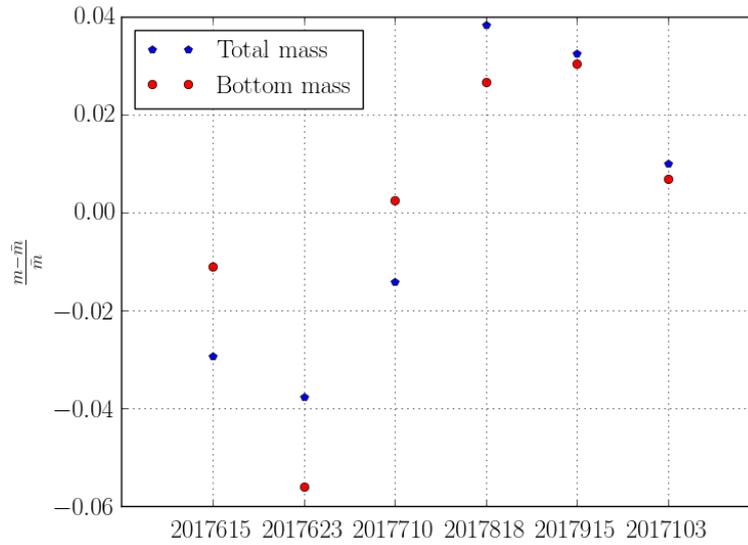


FIGURE 9.13 – **Évolution de la masse relative de la colonne d'eau au cours des transects.** Les points bleus représentent la masse calculée sur l'ensemble de la colonne d'eau alors que les points rouges représentent la masse de la colonne en dessous de 150 m de profondeur.  $\bar{m}$  est la masse moyenne de la colonne d'eau (moyennée sur tous les transects).

Dans un premier temps,  $k_z$  a été estimé à l'aide de l'expression déjà utilisée par Belzile *et al.* :

$$k_z = \frac{1}{\bar{\zeta} A_0} \int_H^{z_0} A(z) \frac{\partial \rho}{\partial t} dz, \quad (9.4)$$

avec  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\Delta \rho(z)}{\Delta t}$  où  $\Delta \rho(z)$  est la variation de densité entre deux profils moyens séparés de  $\Delta t$ ,  $\bar{\zeta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_t + \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_{t+\Delta t} \right)$  le gradient moyen de densité entre les deux profils considérés,  $A_0$  est la section du fjord en  $z_0$ ,  $H = -200$  m et  $z_0 = -150$  m (Belzile *et al.* [2016]).

Les résultats de ce calcul sur la colonne d'eau profonde (du fond jusqu'à  $z_0 = -150$  m) exhibent un coefficient de diffusion turbulente  $\bar{k}_z \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour le mois de juin et  $\bar{k}_z \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  entre les mois de septembre et d'octobre. Ces valeurs sont supérieures au coefficient de diffusion moléculaire du sel dans l'eau  $\kappa_s = 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  et sont plus proches des valeurs que nous avons mesurées en laboratoire dans le cas du courant de gravité (expérience de Lock-Exchange) que de la gamme  $[10^{-7}, 10^{-4}]$  mesurée avec la turbulence de grille.

Ces valeurs moyennes correspondent à celles précédemment trouvées par Belzile *et al.*  $k_z \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  dans le fjord. La comparaison des  $k_z$  moyens de juin et de la période septembre-octobre montre que le mélange au cours du mois de juin, avant l'épisode de renouvellement des eaux intermédiaires du fjord, était plus important qu'entre les mois de septembre et octobre, après le renouvellement. L'intrusion d'eau estuarienne est donc liée à un épisode de forte turbulence et d'intense mélange dans le fjord.

Les valeurs présentées sont des valeurs moyennes qui peuvent être raffinées en intégrant par couche de fluide. En effet, en considérant que les flux sont nuls au fond du bassin et en intégrant depuis le fond jusqu'à  $z$ , on obtient :

$$\int_H^z A(z') \frac{\partial \rho}{\partial t} dz' = -A(z) k_z(z) \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_z, \quad (9.5)$$

ce qui permet de tracer un profil de  $k_z$  sur la colonne d'eau. Les résultats sont présentés sur la figure 9.14. Cette figure apporte un complément d'information important par rapport aux valeurs moyennes : tout d'abord l'intensité des flux verticaux augmente depuis le fond pour se stabiliser au centre du fjord quel que soient les méthodes ou les périodes de calcul de  $k_z$ . Dans un deuxième temps, il apparaît qu'utiliser la densité ou la salinité pour le calcul de  $k_z$  n'est pas tout le temps équivalent : en effet, si l'équivalence est vérifiée sur le mois de juin, elle ne l'est plus sur la période septembre-octobre à cause de variation de la température. L'utilisation de la salinité pour quantifier  $k_z$  comme dans Belzile *et al.* [2016] peut ainsi mener à une surestimation de  $k_z$ .

### 9.3 Discussion et conclusion

Malgré la difficulté que comporte la compréhension de la dynamique complète du fjord, notre étude vient compléter les précédentes et atteste une nouvelle fois de la variabilité saisonnière du mélange dans le fjord du Saguenay. Elle révèle aussi une occurrence de renouvellement des eaux profondes durant la période estivale (juillet-août) par des eaux estuariennes précédée par une phase d'intensification dans le fjord et succédée par une accalmie caractérisée par un coefficient de mélange plus faible. Même si les ordres de grandeur des nombres de Reynolds des écoulements mis en jeu dans le Saguenay et dans notre cuve expérimentale sont très différents, les nombres de Richardson restent similaires : en considérant

$$\text{Ri} = \left( \frac{LN}{U} \right)^2, \quad (9.6)$$

avec  $\{U, L, N\}$  égale en ordre de grandeur à  $\{0.2, 0.06, 1\}$  pour la grille tractée et  $\{0.02, 1, 0.01\}$  (unité du système international) en considérant la vitesse moyenne sur la colonne d'eau mesurée par Belzile *et al.* et la hauteur de la pycnocline comme échelle caractéristique, on obtient  $\text{Ri}_{\text{fjord}} \approx 0.25$  et  $\text{Ri}_{\text{cuve}} \approx 0.09$ . De plus, il ressort de la

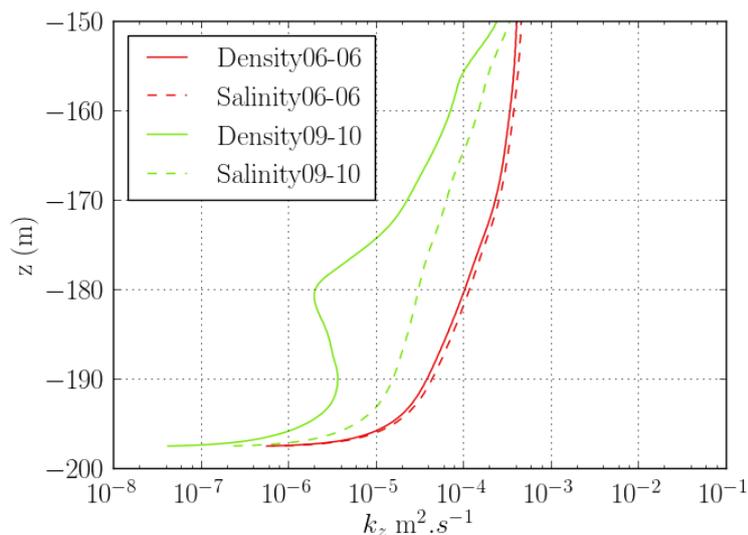


FIGURE 9.14 – **Profils de  $k_z$** . La courbe rouge représente le mélange ayant eu lieu au cours du mois de juin (avant le renouvellement) et la courbe bleue a été calculée grâce à l'évolution de la stratification entre septembre et octobre. Les courbes en trait plein sont calculées à partir de la diffusion de la densité et les courbes en pointillés à partir de la diffusion du sel.

relation classiquement utilisée

$$k_z = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}, \quad (9.7)$$

que le rapport

$$r = \frac{\epsilon_{fjord}}{\epsilon_{cuve}} = \left( \frac{N_{fjord}}{N_{cuve}} \right)^2 \times \frac{k_{zfjord}}{k_{zcuve}}, \quad (9.8)$$

caractérise le rapport de l'intensité turbulente entre le fjord et l'expérience de grille tractée;  $r \in [10^{-4}, 10^{-2}]$ . Ceci montre que l'intensité turbulente moyenne dans le fjord est 100 à 10 000 fois inférieure à celle produite par la grille. Cette assertion, vraie sur la moyenne, n'a pas de validité sur les patches de turbulence du Saguenay qui eux peuvent certainement être beaucoup plus intenses que ceux produits en laboratoire. Ce problème est celui de l'intermittence de la turbulence océanique comparée à la turbulence homogène isotrope.

Cette étude s'inscrit dans une étude plus large visant à comprendre la dynamique du fjord, une seconde mission SILLEX de plus grande envergure sera menée durant l'été 2018.

# Quatrième partie

## Conclusion



Durant cette thèse, nous avons étudié les aspects énergétiques de la turbulence stratifiée afin de quantifier le mélange irréversible et d'améliorer nos connaissances sur sa modélisation. Cette étude s'est focalisée sur deux paramètres : le coefficient de diffusion verticale turbulente  $k_z$  et l'efficacité de mélange  $\eta$ . Pour ce faire, nous avons mis en place trois dispositifs expérimentaux : une expérience de lock-exchange, une expérience de grille tractée et une expérience de stratification d'un canal hydraulique. L'élaboration, l'optimisation et la calibration de ces dispositifs représentent une partie conséquente du travail expérimental réalisé durant ce doctorat. Par ailleurs, nous avons participé sur la plate-forme Coriolis à une expérience de turbulence de grille tractée similaire à la notre en de nombreux points mais à plus grande échelle.

Nous avons également participé à la campagne de mesure in situ SILLEX 2017, pour aborder la problématique du mélange océanique dans l'environnement privilégié du fjord du Saguenay au Canada.

L'ensemble des données collectées nous a permis d'étudier trois modes de génération de la turbulence : une turbulence générée par un fort cisaillement entre deux fluides de densité différentes et localisée autour de l'interface entre les fluides, une turbulence quasi-homogène isotrope en déclin générée par une grille dans un fluide linéairement stratifié et finalement la turbulence en milieu naturel générée par plusieurs phénomènes comme le déferlement d'ondes internes ou le passage d'un courant au dessus d'une topographie.

Dans ces conditions, nous avons mis en évidence l'influence de l'intensité de la turbulence, de la stratification, et du cisaillement sur le mélange. Ces éléments peuvent se combiner pour former les nombres sans dimension suivants : le nombre de Reynolds hydraulique  $Re_H$ , le nombre de Froude  $Fr$  ou de façon équivalente le nombre de Richardson  $Ri$  et le nombre de Reynolds de flottabilité  $Re_b$ . Les données récoltées durant cette thèse ont majoritairement consisté en des profils de densité mesurés dans un fluide au repos ou en mouvement. L'évolution de ces profils au cours des expériences, nous a apporté de nombreuses informations sur le mélange et son efficacité.

L'étude de la turbulence de cisaillement générée par la rencontre de deux courants de gravité dans l'expérience du lock-exchange nous a montré que l'efficacité de mélange est une fonction croissante de l'intensité du cisaillement (nombre de Reynolds hydraulique) jusqu'à atteindre une valeur asymptotique de  $\eta = 0.25$ , prédite par la physique statistique. Le nombre de Reynolds de transition pour lequel ce régime asymptotique est réalisé dépend lui de la géométrie de l'écoulement et de la géométrie de la turbulence elle-même. De même, nous avons montré que la valeur asymptotique de  $\eta$  dépendait fortement de la géométrie de turbulence en présence : notre cas tri-dimensionnel, autorise des valeurs élevées de  $\eta$  alors que des écoulements où la turbulence est confinée dans l'espace, voient leur efficacité de mélange limitée.

L'étude de la turbulence de grille nous a amené, dans un premier temps, à vérifier que la turbulence produite en milieu homogène par notre grille tractée répondait bien aux lois empiriques classiques de la turbulence homogène isotrope et à extraire, pour chacune des vitesses de grille considérée, une valeur de l'énergie cinétique turbulente injectée par la grille dans le milieu. En considérant que la même énergie turbulente était injectée en présence ou en absence de stratification, nous avons quantifié le mélange associé au déplacement à vitesse  $U_g$  de la grille dans une stratification linéaire de fréquence de Brunt-Väisälä  $N$ . La variation des paramètres  $U_g$  et  $N$  dans les expériences

de grille, nous a permis de confirmer la décroissance du coefficient de mélange avec le nombre de Froude déjà observée auparavant. L'augmentation de  $N$  à énergie cinétique fixée fait décroître l'échelle de Thorpe  $L_T$  ce qui localise les possibilités de mélange.

Ces expériences confirment que le coefficient de mélange et l'efficacité de mélange ne sont pas des constantes mais varient avec les conditions de l'écoulement ; néanmoins la valeur utilisée par Osborn  $\Gamma = 0.2$  reste en ordre de grandeur une estimation correcte.

L'une des nouveautés de cette thèse repose sur la mesure conjointe et indépendante du coefficient de diffusion turbulente et de l'efficacité de mélange, qui nous a permis de revenir sur la relation  $k_z = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}$  proposée par Osborn et qui lie ces deux grandeurs.

En effet, nous avons évalué le coefficient de diffusion turbulente à partir de l'évolution temporelle des profils de densité et nous avons pu retrouver les valeurs obtenues par Barry et al. [2001] ; la comparaison des estimations directes de  $k_z$  et des estimations obtenues par l'utilisation d'une variation de la relation  $k_z = \Gamma \frac{\epsilon}{N^2}$  proposée par Barry et al. [2001] montre un très bon accord et démontre ainsi la dépendance de  $k_z$  en  $\text{Pr}^{1/3}$ . Le coefficient de diffusion turbulente présente par ailleurs des dépendances dans les mêmes paramètres que l'efficacité de mélange. Le coefficient de diffusion turbulente est donc aussi une fonction du nombre de Froude et du nombre de Reynolds de flottabilité.

De plus, dans une turbulence homogène isotrope, le coefficient de diffusion turbulente est constant sur toute la colonne d'eau, à l'inverse, dans le cas d'une turbulence générée par du cisaillement, le profil de  $k_z$  évolue avec la profondeur : les valeurs les plus grandes sont atteintes là où le cisaillement est maximal.

Pour finir, la mission de mesure dans le fjord du Saguenay a été une occasion unique de découvrir l'océanographie et de nouvelles méthodes de calcul ainsi que les nombreuses difficultés liées au fait de travailler dans un milieu ouvert. Cette expérience enrichissante a permis de quantifier le mélange dans le fjord entre deux périodes de renouvellement des eaux profondes et intermédiaires sous la forme d'un profil de  $k_z$  en utilisant exactement les méthodes développées pour les expériences de laboratoire.

## 9.4 Perspectives

Malgré les efforts réalisés pour rendre cette étude la plus complète possible, de nombreuses expériences pourraient encore être conduites pour l'enrichir. En effet, nous n'avons fait qu'esquisser l'influence d'un fort saut de densité dans la stratification pour de la turbulence de grille. Ce sujet est pourtant crucial pour l'océanographie et l'étude des fronts et des intrusions dans les zones estuariennes. De même, des améliorations notable des dispositifs expérimentaux seraient souhaitables pour améliorer la qualité des résultats. Par exemple, la mise en place de compensation de l'indice optique dans les stratifications permettrait de faire de la PIV directement sur de la turbulence stratifiée et de quantifier l'impact du gradient de densité sur l'isotropie et sur le taux de décroissance de l'énergie cinétique de la turbulence afin de calculer l'efficacité de mélange plus directement. L'expérience mettant en jeu le canal hydraulique n'a pas eu le temps de révéler tout son potentiel, la mise en place de plusieurs caméras tout le long du canal, pourrait permettre de suivre le mélange et le déclin de la turbulence sur 300 à 400 tailles de maille  $M$  rendant ainsi possible l'étude de  $k_z$  en fonction du taux de décroissance de l'énergie cinétique turbulente  $\epsilon$  et du nombre de Reynolds de flottabilité. Par ailleurs, des simulations numériques sur l'expérience du lock-exchange pourraient être entreprises pour vérifier la nature 3D ou confinée de la turbulence en

fonction de la géométrie. Les premiers essais réalisés par Kraig Winters (Scripps, San Diego) sur une LES reproduisant exactement notre dispositif, ont permis de retrouver nos résultats en terme d'efficacité de mélange. Ce code est donc le parfait outil pour localiser dans l'écoulement les zones les plus actives en terme de mélange. Pour finir, l'étude des données de la mission SILLEX, n'était qu'un prélude, et de nombreuses données vont être collectées lors d'une nouvelle campagne de mesure durant l'été 2018 et à la récupération d'un mouillage en 2019. L'analyse conjointe des deux jeux de données pourra conduire à un suivi des variations saisonnières et annuelles de la stratification du Saguenay.



# Cinquième partie

## Bibliographie



# Bibliographie

- Energetics aspects in Direct Numerical Simulations of a turbulent stratified flow : irreversible mixing*, 2016.
- G. Allen and J. Simpson. Deep water inflows to upper loch linnhe. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 47(4) :487–498, 1998.
- L. Armi. The hydraulics of two flowing layers with different densities. *Journal of Fluid Mechanics*, 163 :27–58, 1986.
- D. Barr. Densimetric exchange flow in rectangular channels-i.-definitions, review and relevance to model design. *La Houille Blanche*, (7) :739–756, 1963.
- T. Barrett and C. Van Atta. Experiments on the inhibition of mixing in stably stratified decaying turbulence using laser doppler anemometry and laser-induced fluorescence. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(5) :1321–1332, 1991.
- M. E. Barry, G. N. Ivey, K. B. Winters, and J. Imberger. Measurements of diapycnal diffusivities in stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 442 :267–291, 2001.
- B. Baschek and W. J. Jenkins. Gas ventilation of the saguenay fjord by an energetic tidal front. *Atmosphere-ocean*, 47(4) :308–318, 2009.
- M. Belzile, P. S. Galbraith, and D. Bourgault. Water renewals in the saguenay fjord. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(1) :638–657, 2016.
- T. B. Benjamin. Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.*, 31(2) : 209–248, 1968.
- W. J. T. Bos, L. Shao, and J.-P. Bertoglio. Spectral imbalance and the normalized dissipation rate of turbulence. *Physics of Fluids*, 19(4) :045101, 2007.
- D. Bourgault, D. E. Kelley, and P. S. Galbraith. Turbulence and boluses on an internal beach. *Journal of Marine Research*, 66(5) :563–588, 2008.
- D. Bourgault, F. Cyr, P. Galbraith, and E. Pelletier. Relative importance of pelagic and sediment respiration in causing hypoxia in a deep estuary. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C8), 2012a.
- D. Bourgault, P. S. Galbraith, and G. Winkler. Exploratory observations of winter oceanographic conditions in the saguenay fjord. *Atmosphere-Ocean*, 50(1) :17–30, 2012b.
- D. Bourgault, P. S. Galbraith, and C. Chavanne. Generation of internal solitary waves by frontally forced intrusions in geophysical flows. *Nature Communications*, 7, 2016.

- J. Boussinesq. *Théorie analytique de la chaleur : mise en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière*, volume 2. Gauthier-Villars, 1903.
- R. Britter. *An experiment on turbulence in a density stratified fluid*. PhD thesis, 1974.
- R. E. Britter, J. C. R. Hunt, G. L. Marsh, and W. H. Snyder. The effects of stable stratification on turbulent diffusion and the decay of grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 127 :27–44, 1983.
- A. Campagne, H. Alfredsson, R. Chassagne, D. Micard, A. S. Nicolas Mordant, J. Sommeria, S. Viboud, A. V. Mohanan, E. Lindborg, and P. Augier. First report of the milestone experiment : strongly stratified turbulence and mixing efficiency in the coriolis platform. In *Proceedings of the VIIIth International Symposium on Stratified Flows*, 2016.
- G. Comte-Bellot and S. Corrsin. The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(04) :657–682, 1966.
- R. Delmas, S. Chauzy, and J.-M. Verstraete. *Atmosphère, océan et climat*. Belin, 2014.
- T. M. Dillon. Vertical overturns : A comparison of thorpe and ozmidov length scales. *J. Geophys. Res.*, 87(C12) :9601–9613, 1982. ISSN 0148-0227.
- Y. Dossmann, M. Rosevear, R. Griffiths, A. McC. Hogg, G. O. Hughes, and M. Copeland. Experiments with mixing in stratified flow over a topographic ridge. 08 2016.
- Y. Dossmann, F. Pollet, P. Odier, and T. Dauxois. Mixing and formation of layers by internal wave forcing. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2017.
- K. M. Faust and E. J. Plate. Experimental investigation of intrusive gravity currents entering stably stratified fluids. *Journal of Hydraulic Research*, 22(5) :315–325, 1984.
- R. Ferrari, A. Mashayek, T. J. McDougall, M. Nikurashin, and J.-M. Campin. Turning ocean mixing upside down. *Journal of Physical Oceanography*, (2016), 2016.
- M. R. Flynn, T. Boubarne, and P. F. Linden. The dynamics of steady, partial-depth intrusive gravity currents. *Atmosphere-ocean*, 46(4) :421–432, 2008.
- C. F. Moisy and M. Rabaud. Etude expérimentale de la turbulence en rotation. 2005.
- A. T. Fragoso, M. D. Patterson, and J. S. Wettlaufer. Mixing in gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 734, 2013.
- A. Gargett, P. Hendricks, T. Sanford, T. Osborn, and A. Williams. A composite spectrum of vertical shear in the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 11 (9) :1258–1271, 1981.
- L. Gostiaux and T. Dauxois. Propagation et réflexion d’ondes internes dans l’océan : le mystère de l’angle critique. *Bulletin de l’Union des Physiciens*, 868 :25, 2004.
- H. Haren, L. Gostiaux, E. Morozov, and R. Tarakanov. Extremely long kelvin-helmholtz billow trains in the romanche fracture zone. *Geophysical Research Letters*, 41(23) : 8445–8451, 2014.

- M. Hayashi. Temperature-electrical conductivity relation of water for environmental monitoring and geophysical data inversion. *Environmental Monitoring and Assessment*, 96(1) :119–128, Aug 2004. ISSN 1573-2959.
- M. J. Head. *The use of miniature four-electrode conductivity probes for high resolution measurement of turbulent density or temperature variations in salt-stratified water flows*. PhD thesis, 1983.
- A. M. Hogg, G. N. Ivey, and K. B. Winters. Hydraulics and mixing in controlled exchange flows. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C1) :959–972, 2001.
- J. Y. Holyer and H. E. Huppert. Gravity currents entering a two-layer fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(04) :739–767, 1980.
- I. A. Houghton, J. R. Koseff, S. G. Monismith, and J. O. Dabiri. Vertically migrating swimmers generate aggregation-scale eddies in a stratified column. *Nature*, 2018.
- G. Hughes and P. Linden. Mixing efficiency in a run-down gravity current. *Journal of Fluid Mechanics*, 809 :691–704, 2016.
- M. E. Huntley and M. Zhou. Influence of animals on turbulence in the sea. *Marine Ecology Progress Series*, 273 :65–79, 2004. ISSN 01718630, 16161599.
- P. Huq and R. E. Britter. Turbulence evolution and mixing in a two-layer stably stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :41–67, 1995.
- E. Itsweire, K. Helland, and C. Van Atta. The evolution of grid-generated turbulence in a stably stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 162 :299–338, 1986.
- A. Klocker and T. J. McDougall. Quantifying the consequences of the ill-defined nature of neutral surfaces. *Journal of Physical Oceanography*, 40(8) :1866–1880, 2010.
- A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. In *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, volume 30, pages 299–303, 1941.
- L. C. S. Laurent, J. M. Toole, and R. W. Schmitt. Buoyancy forcing by turbulence above rough topography in the abyssal brazil basin. *Journal of Physical Oceanography*, 31(12) :3476–3495, 2001.
- P. Lavoie, P. Burattini, L. Djenidi, and R. A. Antonia. Effect of initial conditions on decaying grid turbulence at low  $R_\lambda$ . *Exp. Fluids*, 39(5) :865–874, 2005. ISSN 0723-4864.
- J.-M. Lenoir. *Temps de cohérence temporelle de structures turbulentes porteuses de scalaires passifs au sein d'une turbulence homogène quasi-isotrope*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I, 2011.
- P. F. Linden. Mixing across a density interface produced by grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(4) :691–703, 1980. doi : 10.1017/S002211208000136X.
- E. N. Lorenz. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7(2) :157–167, 1955.

- A. Maffioli, G. Brethouwer, and E. Lindborg. Mixing efficiency in stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 794, 2016.
- A. Marais. *Détection de traces d'éléments lanthanides par fluorescence en temps résolu : application industrielle au marquage anti-contrefaçon et à l'analyse chimique*. PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon 1, 2018.
- A. Mashayek, H. Salehipour, D. Bouffard, C. Caulfield, R. Ferrari, M. Nikurashin, W. Peltier, and W. Smyth. Efficiency of turbulent mixing in the abyssal ocean circulation. *Geophysical Research Letters*, 2017.
- W. Munk and C. Wunsch. Abyssal recipes ii : Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 45(12) :1977–2010, 1998.
- W. H. Munk. Abyssal recipes. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 13(4) : 707–730, 1966.
- J. Olsthoorn and S. B. Dalziel. Three-dimensional visualization of the interaction of a vortex ring with a stratified interface. *Journal of Fluid Mechanics*, 820 :549–579, 2017.
- T. R. Osborn. Estimates of the Local Rate of Vertical Diffusion from Dissipation Measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 10 :83–89, 1980.
- V. Pellichero, J.-B. Sallée, S. Schmidtko, F. Roquet, and J.-B. Charrassin. The ocean mixed layer under southern ocean sea-ice : Seasonal cycle and forcing. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 122(2) :1608–1633, 2017.
- W. R. Peltier and C. P. Caulfield. Mixing efficiency in stratified shear flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 35 :135–67, 2003.
- L. Petit, J.-P. Hulin, and É. Guyon. *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*. EDP sciences, 2012.
- O. M. Phillips. The dynamics of the upper ocean. 1977.
- K. Polzin, J. Toole, J. Ledwell, and R. Schmitt. Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, 276(5309) :93–96, 1997.
- T. Prastowo, R. W. Griffiths, G. O. Hugues, and A. M. Hogg. Mixing efficiency in controlled exchange flows. *J. Fluid Mech.*, 600 :235–244, 2008. ISSN 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112008000554.
- O. Praud, A. M. Fincham, and J. Sommeria. Decaying grid turbulence in a strongly stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 522 :1–33, 2005.
- M. Princevac, J. Hunt, and H. Fernando. Quasi-steady katabatic winds on slopes in wide valleys : Hydraulic theory and observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2) :627–643, 2008.
- C. R. Rehmann and J. R. Koseff. Mean potential energy change in stratified grid turbulence. *Dynamics of atmospheres and oceans*, 37(4) :271–294, 2004.
- D. Reible, J. Simpson, and P. Linden. The sea breeze and gravity-current frontogenesis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 119(509) :1–16, 1993.

- J. J. Riley, R. W. Metcalfe, and M. A. Weissman. Direct numerical simulations of homogeneous turbulence in density-stratified fluids. In *AIP Conference Proceedings*, volume 76, pages 79–112. AIP, 1981.
- J. Rottman and R. Britter. The mixing efficiency and decay of grid-generated turbulence in stably-stratified fluids. 1986.
- H. Salehipour and W. R. Peltier. Diapycnal diffusivity, turbulent prandtl number and mixing efficiency in boussinesq stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 775 :464–500, 7 2015. ISSN 1469-7645.
- F. J. Saucier and J. Chassé. Tidal circulation and buoyancy effects in the st. lawrence estuary. *Atmosphere-Ocean*, 38(4) :505–556, 2000.
- L. Simmons, C. Salter, et al. Experimental investigation and analysis of the velocity variations in turbulent flow. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 145(854) :212–234, 1934.
- W. D. Smyth and J. N. Moum. Ocean mixing by kelvin-helmholtz instability. *Oceanography*, 25(2) :140–149, 2012.
- J. M. Stewart. *Python for scientists*. Cambridge University Press, 2014.
- A. Stigebrandt. Vertical diffusion driven by internal waves in a sill fjord. *Journal of Physical Oceanography*, 6(4) :486–495, 1976.
- A. Stigebrandt. Hydrodynamics and circulation of fjords. In *Encyclopedia of lakes and reservoirs*, pages 327–344. Springer, 2012.
- A. Stigebrandt and J. Aure. Vertical mixing in basin waters of fjords. *Journal of Physical Oceanography*, 19(7) :917–926, 1989.
- D. D. Stretch, J. W. Rottman, S. K. Venayagamoorthy, K. K. Nomura, and C. R. Rehmann. Mixing efficiency in decaying stably stratified turbulence. *Dynamics of atmospheres and oceans*, 49(1) :25–36, 2010.
- B. R. Sutherland and J. T. Nault. Intrusive gravity currents propagating along thin and thick interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 586 :109–118, 2007.
- B. R. Sutherland, P. J. Kyba, and M. R. Flynn. Intrusive gravity currents in two-layer fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 514 :327–353, 2004.
- L. D. Talley. *Descriptive physical oceanography : an introduction*. Academic press, 2011.
- G. I. Taylor. Statistical theory of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 151(873) :421–444, 1935.
- H. Tennekes, J. L. Lumley, J. Lumley, et al. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- S. Thorpe. Experiments on instability and turbulence in a stratified shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 61(4) :731–751, 1973.
- R. Uittenbogaard, J. Cornelisse, and K. O’Hara. Water–air bubble screens reducing salt intrusion through shipping locks. In *Proceedings of the 36th IAHR World Congress*, 2015.

- I. UNESCO and I. SCOR. Background papers and supporting data on the international equation of state of seawater 1980, 1981.
- H. Van Haren and L. Gostiaux. High-resolution open-ocean temperature spectra. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C5), 2009.
- H. Van Haren and L. Gostiaux, L.aux. Energy release through internal wave breaking. *Oceanography*, 25(2) :124–131, 2012.
- A. Venaille, L. Gostiaux, and J. Sommeria. A statistical mechanics approach to mixing in stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 810 :554–583, 001 2017.
- A. F. Waterhouse, J. A. MacKinnon, J. D. Nash, M. H. Alford, E. Kunze, H. L. Simmons, K. L. Polzin, L. C. S. Laurent, O. M. Sun, R. Pinkel, L. D. Talley, C. B. Whalen, T. N. Huussen, G. S. Carter, I. Fer, S. Waterman, A. C. N. Garabato, T. B. Sanford, and C. M. Lee. Global patterns of diapycnal mixing from measurements of the turbulent dissipation rate. *Journal of Physical Oceanography*, 44(7) :1854–1872, 2014.
- K. B. Winters and E. A. D’Asaro. Diascalar flux and the rate of fluid mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 317 :179–193, 1996.
- K. B. Winters, P. N. Lombard, J. J. Riley, and E. A. D’Asaro. Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 289 : 115–128, 1995.
- S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, and I. Esau. A hierarchy of energy-and flux-budget (efb) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows. *Boundary-layer meteorology*, 146(3) :341–373, 2013.