Étude de la distribution verticale de particules de plastique dans les océans : caractérisation, modélisation et comparaison avec des observations

Marie Poulain-Zarcos

▶ **To cite this version:**

Marie Poulain-Zarcos. Étude de la distribution verticale de particules de plastique dans les océans : caractérisation, modélisation et comparaison avec des observations. Océan, Atmosphère. INP Toulouse, 2021. Français. NNT : . tel-03156517

HAL Id: tel-03156517
https://theses.hal.science/tel-03156517

Submitted on 2 Mar 2021

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

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

Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)*

Présentée et soutenue le *02/11/2020* **par :**

MARIE POULAIN-ZARCOS

Étude de la distribution verticale de particules de plastique dans les océans : caractérisation, modélisation et comparaison avec des observations

JURY

MICKAËL BOURGOIN	Directeur de Recherche	Rapporteur
NICOLAS GRATIOT	Directeur de Recherche	Rapporteur
PATRICE LE GAL	Directeur de Recherche	Examinateur
JACQUES MAGNAUDET	Directeur de Recherche	Président
MATTHIEU MERCIER	Chargé de Recherche	Directeur de thèse
HERVÉ MICHALLET	Chargé de Recherche	Examinateur
ANNE MOLCARD	Professeure des Universités	Examinatrice
YANN OURMIÈRES	Maître de Conférence	Invité
OLIVIER PRAUD	Maître de Conférence	Invité
ALEXANDRA TER HALLE	Chargée de Recherche	Directrice de thèse

École doctorale et spécialité :
SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (UMR 5502)

Directeur(s) de Thèse :
Matthieu MERCIER et *Alexandra TER HALLE*

Rapporteurs :
Mickaël BOURGOIN et *Nicolas GRATIOT*

"Pour faire de la bonne physique, il ne faut pas être particulièrement intelligent. Ce qui est important, c'est de beaucoup travailler."

Subrahmanyan Chandrasekhar

À ma mère.

Remerciements

Je tiens sincèrement à remercier mes directeurs de thèse, Matthieu et Alexandra, qui ont su, avec finesse et brio, faire discuter, s'entendre et se comprendre la mécanique des fluides et la chimie. Merci de m'avoir portée et fait confiance en me donnant des opportunités que, je pense, tous les doctorants n'ont pas. Merci d'avoir été extrêmement présents quelle que soit la période de la thèse tout en me laissant suffisamment de liberté pour me construire en temps que chercheuse.

Je remercie également les chercheurs avec qui j'ai pu partager mon quotidien et échanger. Je ne les citerai pas tous de peur d'en oublier, mais je souhaite faire une mention spéciale à Laurent, Raphaël et Sylvain (aussi connus sous le nom du Lacaze group) pour les nombreuses discussions (scientifiques mais pas que). Je remercie aussi Eric pour son soutien sur la fin et sa confiance sur certains aspects liés à la vie du laboratoire et la place des doctorants/post-doctorants. Parmi ces derniers, que là encore je ne citerai pas de peur d'en oublier, j'ai une pensée particulière pour Guigui, Jojo et Kalyani qui me suivent depuis le Projet de Fin d'Étude mais aussi pour Alexis, Aurélie et Karim. Les non-permanents ne s'arrêtant pas là, je tiens également à remercier certains stagiaires dont notamment Jules Bertic, Maxime Fernoux et Rémi Monthiller.

Je n'oublie pas non plus les personnels d'appui à la recherche qui ont largement contribué à ce travail sur divers aspects aussi bien techniques que humains. Merci entre autres à André, Antoine, Bruno, Charles, Frédéric, Gilles, Jean-Dominique, Laurent, Moïse, Muriel, Ruddy, Sébastien, Sylvie, Thierry et Yannick.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble de mes membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie, pour l'attention qu'ils ont porté à mon travail et leur sympathie lors de la soutenance, voire à d'autres reprises de mon parcours pour certains. Présenter et discuter de mes travaux de thèse devant de tels chercheurs a été un véritable plaisir ainsi que très enrichissant.

Ce projet me tenant à cœur depuis longtemps, je tiens à témoigner ma reconnaissance à certains de mes professeurs ayant contribué à alimenter mon goût pour la physique et la mécanique des fluides. Je pense notamment à Joël Arpaillange (Lycée Saint-Sernin), Jacques Lequin (Prépa des INP) et Guillaume Balarac (ENSE3, Grenoble INP). Je remercie notamment ce dernier pour ses conseils et son soutien qui m'ont aidée à arriver jusqu'ici.

Enfin je souhaite remercier mes proches qui me soutiennent depuis le début et qui n'ont jamais failli quelques soit le moment de mon parcours. Ils m'ont accompagnée, épaulée, encouragée et fait rire jusqu'à la soutenance (et après). Merci notamment à François, Julia, Lola, mes deux Louise B., Lisa, Raphaëlle, Sofia et Mob'. Merci à Mamie, Maman, Marraine, mes deux grands-pères, Papa, Parrain et bien sûr Hermanita.

Merci sincèrement à tous de m'avoir permis de réaliser la thèse que j'espérais temps !

Résumé de la thèse

Annuellement, 200 000 tonnes de plastique entrent dans les océans. Dans l'état actuel des connaissances, seul 1 % de cette quantité est retrouvé. Où est le reste ? Pour des raisons logistiques, les scientifiques ont surtout étudié la pollution de plastique à la surface de la mer. Or un mélange de surface, induit par le vent et les vagues, transporte cette pollution en profondeur. Cette thèse est dédiée à l'étude du transport vertical en haute mer des micro-plastiques ($1\ \mu\text{m} < L < 5$ mm), plus sensibles à ce transport vertical du fait de leur faible flottabilité. Cette dynamique est décrite par l'équilibre entre le flux de flottabilité, qui tend à les faire remonter, et le flux turbulent, qui les entraine vers le bas. Nous étudions cette distribution verticale à l'aide d'échantillons collectés en mer et d'expériences de laboratoire dans lesquelles les micro-plastiques sont modélisés par des particules aux géométries régulières (sphères et disques). La turbulence de surface à laquelle ils sont soumis est générée par un dispositif de grille oscillante pour répliquer la décroissance de la turbulence avec la profondeur.

Premièrement, un modèle pour la vitesse de remontée (flottabilité) des micro-plastiques, tenant compte de leurs propriétés (densité, taille et forme), est proposé. Devant la grande variété de ces propriétés, un encadrement de la flottabilité est proposé pour chaque gamme de taille de micro-plastique. Il est construit grâce à un choix de géométries régulières et de densité, deux aspects déduits d'une étude statistique des propriétés de 400 échantillons collectés dans le gyre de l'Atlantique Nord en 2015.

Deuxièmement, la caractérisation de l'écoulement utilisé en laboratoire est faite grâce à des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). La turbulence de grille oscillante est étudiée en fluide homogène et en fluide bi-couche. Un modèle paramétrique de viscosité turbulente, tenant compte de la décroissance de la turbulence avec la profondeur, est proposé. Cette approche, permettant une description générique de l'écoulement, est originale, la turbulence de grille oscillante étant essentiellement décrite en termes d'énergie cinétique turbulente et taux de dissipation.

Troisièmement, la distribution verticale de particules flottantes est étudiée dans le même dispositif expérimental. Elle est obtenue grâce à des mesures en deux dimensions non résolues en temps (dans un plan laser) et en volume résolue en temps (vélocimétrie par suivi de particules et mesures stéréoscopiques). En les couplant à la caractérisation de l'écoulement, nous avons pu décrire le transport vertical des plastiques par un modèle de turbulence de type " $k - \epsilon$ ", en fournissant une première valeur du nombre de Schmidt turbulent pour des particules faiblement inertielles et de taille finie ; le nombre de Schmidt turbulent étant le paramètre essentiel du couplage fluide-particules pour ce genre d'approches.

Grâce à ce travail, nous proposons un certain nombre de recommandations pour la communauté scientifique, notamment, de réaliser un échantillonnage dans la colonne d'eau et non pas qu'en surface. Cela permettra de collecter un nombre représentatif des petits micro-plastiques (< 1 mm) et de mieux décrire la pollution en mer lorsque celle-ci est agitée (Beaufort 3 et plus). Nous préconisons aussi de prendre en compte la diversité de taille et de forme des micro-plastiques dans les modèles de correction des mesures de surface, comme nous le proposons au Chapitre 3. Enfin, en parallèle de la prise en compte de leurs propriétés, nous insistons sur l'importance de prendre en compte la décroissance de la turbulence. En

effet, l'allure du profil de concentration des micro-plastiques en dépend et peut, dans certain cas, s'éloigner du modèle couramment prescrit (exponentielle décroissante). Le calcul explicite du profil de concentration en utilisant le nombre de Schmidt turbulent, identifié dans cette thèse, est alors nécessaire.

Mots clefs : Particules Micro-Plastiques - Turbulence - Flottabilité - Transport vertical - Stratification

Abstract

The annual plastic input in the ocean is estimated to be 200 000 tons. To the best of current knowledge, only 1 % of this quantity is retrieved. Where is the rest ? For logistical reasons, scientists have essentially investigated the plastic pollution at the sea surface. However, some mixing at the surface is induced by wind and waves, which moves this pollution in depth. In this work, we focus on the vertical transport of micro-plastics offshore, which are more sensitive to this vertical transport due to their low buoyancy. Their dynamics is described by a balance between an upward flux due to plastic buoyancy and a downward flux due to turbulence. We study their vertical distribution thanks to samples collected at sea and laboratory experiments, in which, micro-plastics are modeled by particles with regular shapes (spheres and disks). The surface turbulence, which mixes them in the water column, is generated by an oscillating grid system to mimic the turbulence decay with depth.
First, we propose a model for the rise velocity (buoyancy) of the micro-plastics, taking into account their properties (density, size and shape). Given the wide range of plastic properties, we propose to encompass their rise velocity by an upper and a lower bound for each range of size. These bounds comes from a choice of two densities and regular shapes, based on a statistical analysis of the properties of 400 samples collected in the Atlantic North Gyre in 2015.
Second, the characterization of the flow used in laboratory experiments is done using Particle Image Velocimetry (PIV) technique. The oscillating grid turbulence is studied in both homogeneous and two-layer fluids. A parametric law for the eddy viscosity, taking into account the turbulence decay with depth, is proposed. This approach, giving a general description of the flow, is new. Indeed, oscillating grid turbulence is usually described in terms of turbulent kinetic energy and dissipation rate.
Third, the vertical distribution of buoyant particles is investigated in oscillating grid turbulence experiments. It is obtained thanks to measurements in two dimensions unresolved in time (in a laser sheet) and measurements in volume resolved in time (Particle Tacking Velocimetry and stereoscopy). Coupling them with the characterization of the flow, we describe the vertical transport of plastic using the " $k - \epsilon$ " turbulent model. We provide the first estimation of the turbulent Schmidt number for finite size particles with low inertia ; the turbulent Schmidt number being the key parameter for the fluid-particles coupling in such approaches.
Thanks to this work, we supply some recommendations for the scientific community. Especially, we advocate for samplings in depth and not only at the surface. This should ensure

more representative figures for small micro-plastics (< 1 mm) collected and a better description of the plastic pollution when the sea is rough (Beaufort 3 and more). We also recommend to take into account the large range of micro-plastic's size and shape in correction models for surface measurements, like we propose in Chapter 3. Finally, added to the variability of plastic properties, we highly recommend to take into account the turbulence decay with depth. Indeed, the shape of the concentration profile with depth of micro-plastics depends on it. In some cases, this can lead to different types of profiles compared to the commonly used exponential decay. The explicit calculation of the concentration profile, using the value for the turbulent Schmidt number identified in this work, is then necessary.

Key words : Micro-plastic particles - Turbulence - Buoyancy - Vertical transport - Stratification

Convention d'écriture

$\widehat{\bullet}$	Transformée de Fourier
$\overline{\bullet}$	Moyenne temporelle
$\bullet'$	Fluctuation autour de la valeur moyenne $\overline{\bullet}$
$\bullet^H$, $\bullet_H$	Variable en fluide homogène
$\bullet_S$	Variable en fluide bi-couche
$\sigma(\bullet)$	Ecart-type
$<\bullet>_i$	Moyenne spatiale dans la direction $i = \{x, y, z\}$
$\lvert\bullet\rvert$	Norme d'un vecteur

Nomenclature

Alphabet Latin

A	Amplitude de la déformation de la surface libre
A_0	Duffisivité turbulente
Ar	Nombre d'Archimède
a_f	Accélération du fluide
a_i	Composante de l'accélération des particules dans la direction $i = \{x, y, z\}$
a_p	Accélération des particules
b	Exposant dans la loi de recul de l'interface entre deux couches de fluide (eq. (S16) et (S17))
B	Constante dans le modèle de Graig & Banner (1994) (eq. (1.21))
$\mathbf{B}$	Force de flottabilité
C	Constante dans le modèle de prédiction de W_p (eq. (1.16))
C_1, C_2	Constantes dans le modèle des vitesses fluctuantes (eq. (4.1))
C_B	Variable dans la loi de recul de l'interface entre deux couches de fluide (eq. (S16))
C_D	Coefficient de traînée
C_D^i	Coefficient de traînée d'une sphère ($i = s$), d'un disque ($i = d$) ou d'un ellipsoïde ($i = e$)
d	Profondeur d'échantillonnage lors des mesures de terrain
d_b	Epaisseur du barreau de la grille
d_p	Diamètre des particules
$\overrightarrow{\mathrm{d}x}$	Vecteur déplacement entre deux instants successifs
$\mathcal{D}$	Traînée exercée par le fluide sur la particule
$\mathscr{D}$	Terme de destruction du taux de dissipation
D_g	Longueur caractéristique de la grille
D_m	Epaisseur de la couche de mélange
$\mathrm{D}i_{\{1,2,3\}}$	Dénomination des disques en lien avec leur rapport d'aspect $i = \{3, 6, 10\}$ (Table 2.3)

e	Epaisseur des disques
$e(Sc_t)$, e	Erreur quadratique moyenne (Chap. 5)
E	Taux d'entrainement
E'	Taux d'entraînement basé sur les propriétés locales de l'écoulement en fluide bi-couche
$E_{u'u'}$	Spectre uni-directionnel des fluctuations de vitesse
f	Fréquence de Coriolis
f_{acq}	Fréquence d'acquisition
f_g	Fréquence d'oscillation de la grille
f_i	Facteur de correction des concentrations en micro-plastiques, avec le modèle de la sphère ($i = s$) ou celui de l'ellispoïde ($i = e$)
F_0	Flux entrant associée au déferlement des vagues et au vent
$\mathbf{F_{M+}}$	Force de masse ajoutée
Fr_i	Nombre de Froude
$\mathbf{F}_\sigma$	Force capillaire
g	Accélération gravitationnelle
g'	Accéleration gravitationnelle réduite
G	Gain de l'amplificateur
$G(\|z\|, D_m)$	Fonction de forme
Ga	Nombre de Galilée
Ga_i	Nombre de Galilée pour une sphère ($i = s$) ou un disque ($i = d$)
h	Position de l'interface entre deux couches de fluide par rapport à la surface libre (Chap. 2, 4 et 5) *ou* épaisseur des micro-plastiques (Chap. 3)
h_0	Position de l'interface à $t = 0$
H	Hauteur d'eau dans la cuve de mesure
H_s	Hauteur significative des vagues (Chap. 1 et 3) *ou* hauteur sur laquelle ν_t est constante (Chap. 4, 5 et 6)
I, I_0	Intensité lumineuse
I_*	Moment d'inertie non-dimensionnel du disque
I_D	Moment d'inertie du disque
k	Energie cinétique turbulente
k_0	Valeur de l'énergie cinétique à l'origine des z
k_S	Energie globale fournie par l'écoulement à la surface libre
k_x	Composante du vecteur d'onde dans la direction x
k_y	Composante du vecteur d'onde dans la direction y
K	Energie cinétique moyenne
ℓ	Largeur des micro-plastiques
ℓ_f	Echelle de longueur caractéristique de l'écoulement
ℓ_{grille}	Déplacement de la grille
ℓ_{max}	Déplacement maximal autorisé en PIV
L	Plus grande dimension des micro-plastiques (Chap. 1 et 3) *ou* largeur de la cuve de mesure (Chap. 2 et 4)

$\mathbf{L}$	Force de portance
$L_{\epsilon-k}$	Echelle de longueur basée sur k_0 et ϵ_0
L_{eq}	Demi-axe équivalent des micro-plastiques
L_m	Longueur de mélange
L_{int}	Echelle intégrale
L_{int}^{max}	Maximum local de L_{int} en fluide bi-couche
M	Maille de la grille (Chap. 2, 4 et 5) *ou* masse des micro-plastiques (Chap. 3)
M_i	Masse des micro-plastiques basée sur le modèle de la sphère ($i = s$) ou celui de l'ellipsoïde ($i = e$)
M_m	Masse moyenne des micro-plastiques
$M_p(z)$	Masse totale des particules à l'altitude z
M_{tow}	Concentration massique des micro-plastiques mesurée en surface
$M_{cor.}^{i}$	Concentration massique corrigée des micro-plastiques basée sur le modèle de la sphère ($i = s$) ou sur celui de l'ellipsoïde ($i = e$)
n_i	Indice de réfraction du fluide de densité ρ_i
n_m	Indice de réfraction du mélange eau salée − éthanol
$n_p\,(x, y)$	Distribution horizontale des particules
$n_p\,(z, t)$	Profil vertical instantané de concentration en particules
$n_p\,(z)$	Profil vertical de concentration en particules
n_{Ti}	Indice de réfraction à la température T_i
N	Pulsation de Brünt − Vaïssälä (Chap. 2 et 4) *ou* concentration corrigée des micro-plastiques (Chap. 3)
N_d	Nombre d'images sur lesquelles la particule apparaît dans le champ de mesure
N_{corr}	Concentration corrigée des plastiques
$N_{cor.}^{i}$	Concentration corrigée des micro-plastiques avec le modèle de la sphère ($i = s$) ou celui de l'ellispoïde ($i = e$)
N_F	Nombre d'images acquises à l'instant t
N_p^{tot}, N_{tot}	Nombre total de particules dans la colonne d'eau
N_p	Nombre de particules détectées dans l'image
N_t	Nombre total d'images acquises
N_{tow}	Concentration des micro-plastiques mesurée en surface
p	Pression
p_1, p_2	Plan laser (PIV 2)
$\mathbf{P}$	Poids des particules
P_ϵ	Terme de production du taux de dissipation
P_k	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente
$P\,(n_p\,(z))$	Probabilité de présence de la particule à une altitude
Pe	Nombre de Péclet
Pi	Dénomination des particules sphériques en lien avec leur diamètre $i = \{0, 2, 6\}$ (Table 2.2)
r_{jet}	Rayon du jet
R_{eq}, R_i	Rayon équivalent des micro-plastiques

Re_g	Nombre de Reynolds basé sur les paramètres de forçage S et f_g
Re_M	Nombre de Reynolds basé sur la maille de la grille
$Re_{L_{int}}$	Nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale
Re_η	Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Kolmogorov
Re_λ	Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor
Re_p, Re	Nombre de Reynolds particulaire
Ri	Nombre de Richardson
$Ri\,(z)$	Nombre de Richardson local
Ri'	Nombre de Richardson basé sur les propriétés locales de l'écoulement en fluide bi-couche
Ri_*	Nombre de Richardson basé sur l'écoulement moyen en fluide bi-couche
Ri_0	Nombre de Richardson global
Rou	Nombre de Rouse
$Rou\,(z)$	Nombre de Rouse local
Rou_0	Nombre de Rouse global
Rou_S	Nombre de Rouse basé sur S_{seuil}
S	Débattement de la grille (Chap. 2, 4 et 5) *ou* surface projetée (Chap. 3)
S_i	Surface projetée des micro-plastiques ($i = a$) ou des particules ($i = p$)
S_M	Constante dans le modèle de Graig & Banner (1994) (eq. (1.21))
S_q	Constante dans le modèle de Graig & Banner (1994) (eq. (1.21))
S_{seuil}	Débattement seuil de mise en suspension des particules
Sc_t	Nombre de Schmidt turbulent
Sc_t^*	Nombre de Schmidt turbulent basé sur W_*
SNR_i	Rapport Signal sur Bruit de la composante $i = \{U, W\}$ de la vitesse
St_η	Nombre de Stokes turbulent
St_ν	Nombre de Stokes visqueux
t, t_i	Temps
t_{ini}	Nombre minimal d'instants sur lequel une particule est suivie dans l'algorithme *Shake The Box*
T, T_1, T_2	Température
T_g	Période d'oscillation de la grille
T_{suivi}	Nombre d'instants sur lequel la trajectoire des particules est calculée
u	Vitesse instantanée du fluide dans la direction x
u_*, u_{*a}, u_{*w}	Vitesse de friction
u_g	Vitesse du fluide associée au forçage cohérent de la grille dans la direction x
U_0	Valeur de U_{rms} à l'origine des z
U_{10}	Vitesse du vent 10 m au-dessus de la surface de l'océan
U_e	Vitesse d'entraînement
$\mathbf{U_f}$	Vecteur vitesse du fluide
$\mathbf{U_p}$	Vecteur vitesse des particules
$U_p\,(z,t)$	Vitesse instantanée dans la direction x d'une particule dans un écoulement turbulent

U_{rms}	Vitesse fluctuante du fluide dans la direction x
U_{rms}^{max}	Maximum local de U_{rms} en fluide bi-couche
v_{bruit}	Vitesse associée au bruit de mesure
v_{max}	Vitesse associée à ℓ_{max}
V	Volume des micro-plastiques (Chap. 3) *ou* tension (Annexe A.2.5)
V_a	Volume apparent des micro-plastiques
V_f	Volume de fluide
V_{douce}	Volume d'eau douce
V_{off}	Tension d'offset
V_p	Volume des particules
$V_p(z,t)$	Vitesse instantanée dans la direction y d'une particule dans un écoulement turbulent
$V_{saumure}$	Volume de saumure
V_{tot}	Volume de fluide dans la cuve de mesure
w	Vitesse instantanée du fluide dans la direction z
w_g	Vitesse du fluide associée au forçage cohérent de la grille dans la direction z
w_{jet}	Vitesse au centre du jet
W_*	Vitesse de remontée moyenne des particules dans un écoulement turbulent et loin de la source turbulente
W_0	Valeur de W_{rms} à l'origine des z
W_b, W_b^i	Vitesse de remontée dans un fluide au repos (vitesse de Stokes) d'une particule isolée, une sphère isolée ($i = s$) ou un ellispoïde isolé ($i = e$)
$W_p(z,t)$	Vitesse instantanée dans la direction z d'une particule dans un écoulement turbulent
W_p^R, W_p	Vitesse de remontée d'une particule dans un écoulement turbulent
W_p^D	Vitesse de descente d'une particule dans un écoulement turbulent
W_{rms}	Vitesse fluctuante du fluide dans la direction z
x	Coordonnée cartésienne
x_{eth}	Fraction volumique d'éthanol
y	Coordonnée cartésienne
z	Coordonnée cartésienne avec z_v comme origine
z'	Coordonnée cartésienne avec z_{haut} comme origine
z_0	Rugosité de la surface libre
z_1, z_2	Altitude pour laquelle la densité du fluide varie de 15 % par rapport à ρ_i ($i = \{1, 2\}$)
$\overline{z}$	Position moyenne de la grille
z_{haut}	Position haute de la grille
z_{max}	Altitude maximale atteinte par les particules
$z_{max\ Iso}$	Altitude à laquelle le pic d'anisotropie, en fluide bi-couche, survient
z_v	Origine virtuelle

Alphabet Grec

α	Variable dans le modèle de ν_t^S (eq. (4.11) et (4.13))
β, β'	Constante dans le modèle de L_{int} (eq. (4.6))
γ	Exposant dans le modèle de E (eq. (4.7) et (S18))
γ_1, γ_2	Lois de calibration des caméras en stéréoscopie
δh	Epaisseur de l'interface entre deux couches de fluide
Δt	Durée entre deux images de PIV successives
$\Delta t'$, $\Delta t''$	Incréments temporel augmentés artificiellement pour améliorer la résolution des mesures PIV
Δy	Ecart entre deux plans de calibration successifs (PTV-4D)
Δz	Résolution spatiale dans la direction z
Δt_1	Durée entre deux tirs lasers successifs
Δt_2	Durée entre deux doublets d'images successifs
$\Delta\rho_f$	Ecart de densité entre deux fluides différents
$\Delta\rho_0$, $\Delta\rho_{0i}$	Ecart de densité entre deux fluides différents à $t = 0$
ϵ	Taux de dissipation
ϵ_0	Valeur de ϵ à l'origine des z
η	Echelle de Kolmogorov
η_s	Déformation de la surface libre
κ	Constante de Von Kármán
λ	Echelle de Taylor
λ_i	Conductivité molaire ionique de l'espèce i
λ_s	Longueur d'onde de la surface libre
ν_f	Viscosité du fluide
ν_t	Viscosité turbulente
ν_t^M	Viscosité turbulente paramétrique (eq. (4.10))
ν_t^P	Viscosité turbulente paramétrique (eq. (4.9))
ν_t^S	Viscosité turbulente paramétrique (eq. (4.11))
π	Nombre de Pi
ρ_*	Rapport des densités entre celle des particules et celle du fluide
ρ_{douce}	Densité de l'eau douce
ρ_E	Densité des échantillons de fluides utilisés pour calibrer de la sonde de conductivité
ρ_f, ρ_1, ρ_2, ρ	Densité du fluide
ρ_m	Densité du mélange eau salée − éthanol
ρ_p	Densité des particules
$\rho_{saumure}$	Densité de la saumure
ρ_{Ti}	Densité du fluide à la température T_i
σ	Age des vagues
σ_f	conductivité du fluide
τ_I	Temps caractéristique de la particule basé sur W_b
τ_p	Temps de réponse de la particule

τ_w	Contrainte du vent
τ_η	Temps dissipatif (temps de Kolmogorov)
ϕ	Potentiel de vitesse
ϕ_g	Phase de la grille
ϕ_p	fraction volumique en particules
ϕ_∞	Nombre de particules réellement mises en suspension
ϕ_{U_g}, ϕ_{W_g}	Phase des champs de vitesse associés au forçage cohérent de la grille
χ	Rapport d'aspect des particules
ψ	Angle d'immersion des particules
ω	Pulsation
ω_g	Pulsation de la grille

Abréviations

ABS	Acrylonitrile Butadiène Styrène
EP	Epoxy
FT	Fonction de Transfert
HDPE	Polyéthylène haute densité
KPP	K-Profile Parameterization
LDPE	Polyéthylène basse densité
LMP	Large Micro-Plastics
MP	Micro-Plastics
OGT	Oscillating Grid Turbulence
PA	Polyamide
PE	Polyéthylène
PET	Polyéthylène Terephthalate
PCV	Polychlorure de vinyle
PMMA	Polyméthacrylate de méthyle
PP	Polypropylène
PS	Polystyrène
SMP	Small Micro-Plastics
STB	Shake The Box
TF	Transformée de Fourier
TKE	Turbulent Kinetic Energy
μ-FTIR	Micro Fourier-Transform Infrared

Sommaire

1 Introduction **1**

1.1 Introduction générale sur les matériaux plastiques 2
1.2 Contexte de la pollution plastique océanique 3
1.3 Les possibles voies de disparition du plastique 5
1.4 Les questions soulevées par la distribution verticale des plastiques 10
1.5 Dynamique de particules 13
1.5.1 Particules isolées 13
1.5.2 Suspension de particules 21
1.5.3 Cas de cette thèse 27
1.6 Processus de mélange dans l'océan 27
1.6.1 Modélisation de $A_0(z)$ 29
1.6.2 Mesures de terrain de $A_0(z)$ 35
1.6.3 Processus étudié dans le cadre de cette thèse 37
1.7 Objectifs et plan de la thèse 38

2 Dispositif expérimental et métrologie **41**

2.1 Modélisation de la pollution plastique océanique en laboratoire 42
2.1.1 Modélisation des plastiques en laboratoire 42
2.1.2 Modélisation de la turbulence de surface en laboratoire 42
2.2 Caractérisation des particules 45
2.2.1 Caractérisation en taille et densité des particules sphériques 45
2.2.2 Caractérisation en taille et en densité des disques 46
2.2.3 Tolérance sur les dimensions et la densité des particules 47
2.3 Mesures des profils verticaux de concentration en particules 49
2.3.1 Mesures par acquisition dans un plan laser 50
2.3.2 Pourquoi une évolution vers une nouvelle métrologie ? 53
2.3.3 Mesures par PTV-4D 55
2.3.4 Comparaison des profils de concentrations obtenus avec les deux métrologies 64
2.3.5 Mesures par stéréoscopie 65
2.4 Préparation et caractérisation des fluides 67
2.4.1 Préparation et caractérisation du fluide homogène 67
2.4.2 Préparation et caractérisation du fluide bi-couche 68
2.5 Caractérisation de l'écoulement 72

2.5.1 Matériel utilisé et protocoles expérimentaux . . . 75
2.5.2 Enjeux de la turbulence de grille et outils mis en place pour y répondre 77
2.5.3 Définition des fluctuations turbulentes et calcul des profils verticaux 81

3 Flottabilité des plastiques et impact sur les concentrations 85
3.1 Echantillonnage des plastiques en surface et enjeux . . . 86
3.2 Résumé de l'article et contribution personnelle . . . 87
3.3 Small microplastics as a main contributor to plastic mass balance in the North Atlantic subtropical gyre . . . 88
3.3.1 Abstract . . . 88
3.3.2 Introduction . . . 89
3.3.3 Materials and Methods . . . 90
3.3.4 Results and discussion . . . 92
3.4 Conclusions . . . 99

4 Turbulence de grille en laboratoire 103
4.1 Caractérisation de la turbulence de grille et enjeux . . . 104
4.2 Parametrization of spatially decaying turbulence and mixing processes in an oscillating grid system . . . 105
4.2.1 abstract . . . 105
4.2.2 Introduction . . . 105
4.2.3 Experimental setup and methodology . . . 107
4.2.4 Characterization of OGT in homogeneous fluid . . . 111
4.2.5 Characterization of OGT in two layer fluid . . . 118
4.2.6 Conclusions . . . 127

5 Transport eulérien 131
5.1 Le modèle uni-directionnel d'advection-diffusion . . . 132
5.2 Description des profils expérimentaux de concentration en particules . . . 134
5.2.1 Rappels bibliographiques . . . 134
5.2.2 Introduction des notations . . . 135
5.2.3 Influence de la flottabilité . . . 136
5.2.4 Influence du forçage . . . 139
5.2.5 Influence de la stratification . . . 140
5.3 Prédiction de $n_p(z)$ . . . 142
5.3.1 Lien entre viscosité et diffusivité turbulente : le nombre de Schmidt turbulent (Sc_t) . . . 142
5.3.2 Estimation du nombre de Schmidt turbulent . . . 143
5.3.3 Discussion autour du nombre de Schmidt turbulent . . . 144
5.4 Impact du modèle de $A_0(z)$ sur les profils de concentrations et l'estimation des concentrations globales . . . 147
5.4.1 A_0 constant versus $A_0(z)$ . . . 148
5.4.2 Impact de l'intensité turbulente . . . 149
5.4.3 Impact de la position de H_s . . . 151

5.4.4 Principales conclusions . . . 152
5.5 Les limites du modèles . . . 152
5.5.1 Le flux turbulent . . . 152
5.5.2 Le flux de flottabilité . . . 153

6 Conclusions **157**
A.1 Annexes Chapitre 1 . . . i
A.1.1 Densités des matériaux plastiques commerciaux et exemples d'utilisation . . . i
A.1.2 Carte des transitions de sillages d'une particule sphérique en fonction de ρ_* dans un fluide au repos . . . iii
A.2 Annexes Chapitre 2 . . . iv
A.2.1 Seuil de mise en suspension et profondeur maximale atteinte des particules . . . iv
A.2.2 Modes propres du dispositif de la grille 1 . . . viii
A.2.3 Enjeux du calcul des trajectoires des particules et outils mis en place pour y répondre . . . x
A.2.4 Variation de la densité et de l'indice de réfraction avec la température xv
A.2.5 Calibration de la sonde de conductivité-température . . . xvi
A.2.6 Caractérisation du mélange . . . xviii
A.3 Annexes Chapitre 3 . . . xxi
A.3.1 Net tow information . . . xxi
A.3.2 Geometrical description of collected plastic samples . . . xxii
A.3.3 Influence of the significant wave height model . . . xxiv
A.3.4 Drag model . . . xxv
A.3.5 Size distribution . . . xxvi
A.4 Annexes Chapitre 4 (Partie tronquée de l'article en cours de rédaction) . . . xxvii
A.4.1 Mixing . . . xxvii
A.4.2 Conclusions . . . xxxii
A.4.3 Depth profiles of turbulent quantities in homogeneous fluid for an other Reynolds number . . . xxxiii
A.5 Annexes Chapitre 5 . . . xxxvi
A.5.1 Impact des particules sur la turbulence . . . xxxvi

Bibliographie **XVI**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Introduction générale sur les matériaux plastiques 2
1.2 Contexte de la pollution plastique océanique 3
1.3 Les possibles voies de disparition du plastique 5
1.4 Les questions soulevées par la distribution verticale des plastiques 10
1.5 Dynamique de particules 13
1.5.1 Particules isolées 13
1.5.2 Suspension de particules 21
1.5.3 Cas de cette thèse 27
1.6 Processus de mélange dans l'océan 27
1.6.1 Modélisation de $A_0(z)$ 29
1.6.2 Mesures de terrain de $A_0(z)$ 35
1.6.3 Processus étudié dans le cadre de cette thèse 37
1.7 Objectifs et plan de la thèse 38

1.1 Introduction générale sur les matériaux plastiques

Le plastique est un matériau fantastique, aujourd'hui présent dans de nombreux secteurs : la construction, la santé, le textile, l'informatique, l'industrie agroalimentaire, celle du jouet ou encore de l'électroménager. Le plastique est partout (nous accompagnant même lorsque nous souhaitons l'éviter) ! Depuis les années 1950s, l'industrie du plastique a connu un essor considérable, passant d'une production de 1.5 millions de tonnes par an à plus de 350 millions de tonnes par an depuis les années 2010s (Fabres *et al.*, 2016; Geyer *et al.*, 2017). Si aucune mesure n'est prise pour ralentir cet essor, la masse de plastique produite en 2050 devrait avoisiner les 1 800 millions de tonnes (Fig. 1.1(a)).
En effet, le plastique est un matériau fantastique, dont certains permettent de transformer les déchets des hydrocarbures en objets de tailles, couleurs et formes diverses et variées, pour satisfaire petits et grands. Comme illustré Fig. 1.1(b), le plastique permet de réaliser des objets allant de quelques microns à plusieurs centaines de mètres. Ces objets peuvent être verts, bleus, rouges, noirs, blancs, brillants, opaques, translucides et surtout aux formes toujours plus complexes. Ce dernier point est lié à une mise en forme aisée, le plastique étant plus malléable que le bois sans avoir besoin d'être soumis à des températures aussi élevées que les métaux (∼200°C contre ≥1000°C).

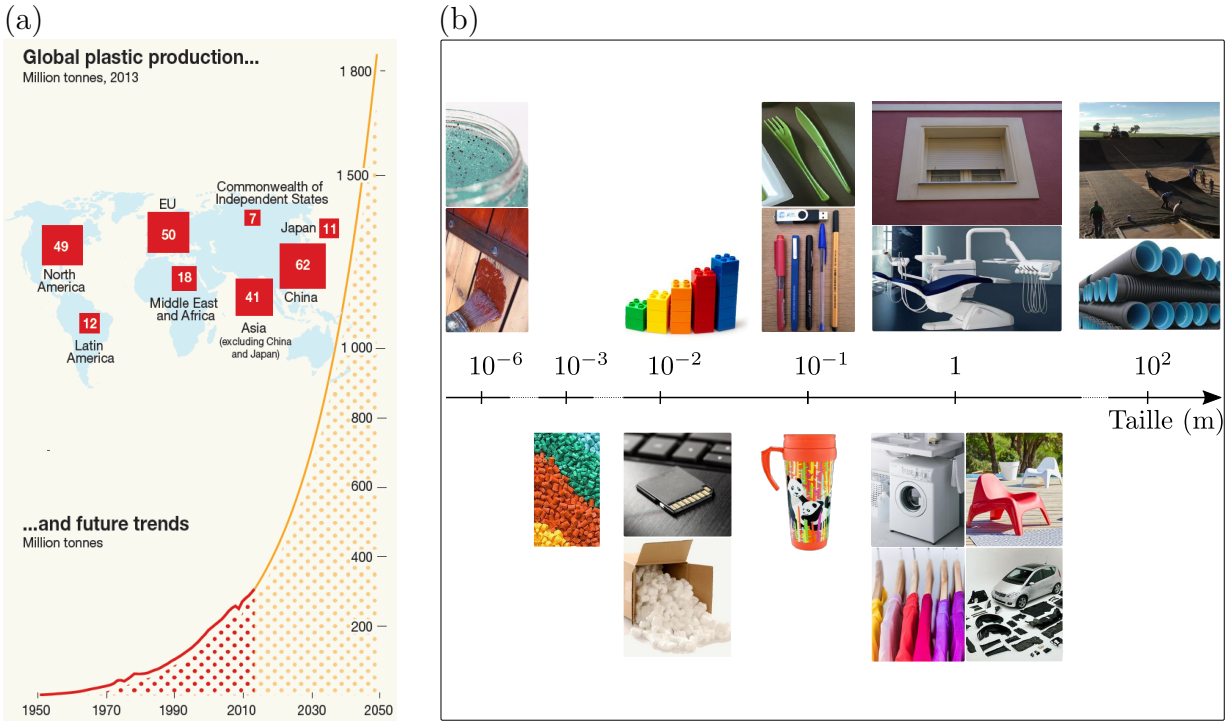


FIGURE 1.1 – (a) Production globale du plastique des années 1950 à 2013 et extrapolation de la production jusqu'en 2050, si aucun changement par rapport à aujourd'hui n'est opéré. Figure tirée de Fabres *et al.* (2016). (b) Exemples d'objets en plastique, classés suivant leur taille.

1.2 Contexte de la pollution plastique océanique

Ainsi du fait de leur mise en forme aisée et leurs propriétés variées, les matériaux plastiques sont utilisés de manière massive ; mais généralement pour des usages très brefs, allant souvent d'une à deux utilisations. En Europe, environ 40 % du plastique produit est utilisé pour les emballages (Fig. 1.2(a)). Si pour nous, utilisateurs, la poubelle (que ce soit celle des ordures ménagères ou du recyclage) marque la fin de vie des objets plastiques, cela marque également le début de ce que nous appelons aujourd'hui la pollution plastique. Fig. 1.2(b) montre que les principaux types de plastiques produits appartiennent à ce que nous appelons les thermoplastiques (LDPE, HDPE, PP ou PVC), soit aux plastiques initialement plus enclins à être recyclés (Annexe **A.1**.1).

(a) (b)

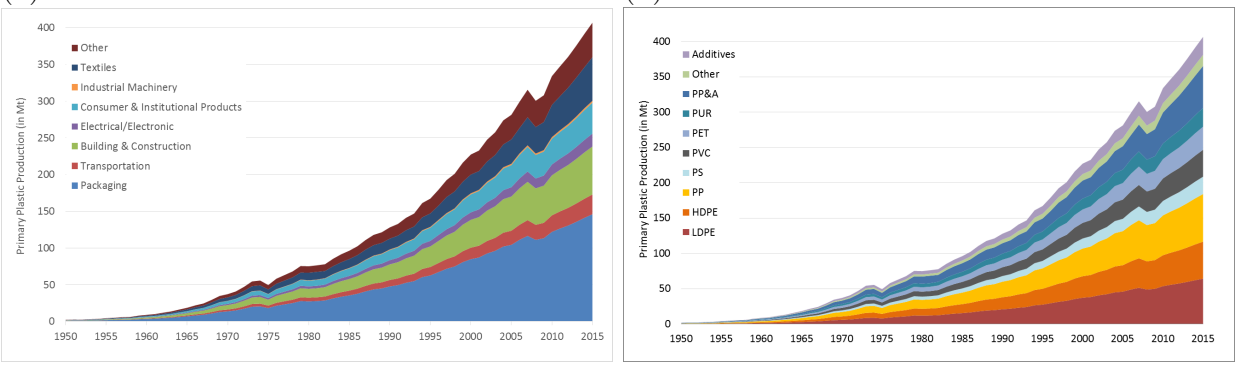


FIGURE 1.2 – Production globale de plastique par secteur (a) et par type de plastique (b). Figures tirées du *Supporting Material* de Geyer *et al.* (2017).

Cependant, en 2015, uniquement 20 % des déchets plastiques annuels ont été recyclés et 25 % ont été incinérés et convertis en énergie. Le reste a été stocké dans des décharges voire abandonné dans l'environnement (Fabres *et al.*, 2016; Geyer *et al.*, 2017). La nouvelle vie des plastiques commence alors. En effet, une fois délaissés par l'Homme, les déchets plastiques sont transportés jusque dans nos cours d'eau par les vents, les crues, les éboulements et autre. Par exemple, la pollution dans le Danube autrichien est estimé à 17 tonnes par an (Hohenblum *et al.*, 2015) et celle dans le Rhin à 191 millions de particules inférieures à 5 mm par jour (Mani *et al.*, 2015). Mais le périple des déchets plastiques ne s'arrête pas là. Ces derniers sont acheminés jusqu'à nos océans et nos mers où ils s'accumulent dans de grandes structures océaniques, que l'on appelle des *gyres*. Ces grands tourbillons sont des zones d'accumulations préférentielles formées par les courants marins (Law *et al.*, 2010; Van Sebille *et al.*, 2015). Ils sont au nombre de 5, localisés dans le Pacifique Nord, le Pacifique Sud, l'Atlantique Nord, l'Atlantique Sud et l'océan Indien (Fig. 1.3(a-b)).
Dans ces zones, les concentrations surfaciques peuvent atteindre plusieurs centaines de milliers de particules/km^2 correspondant à plusieurs kg/km^2 (Fig. 1.3(a-b)). Néanmoins, ramenés en m^2, ces quantités, bien que très importantes, ne permettent pas (du moins pour l'instant) de former *un continent de plastique* sur lequel nous pourrions marcher.

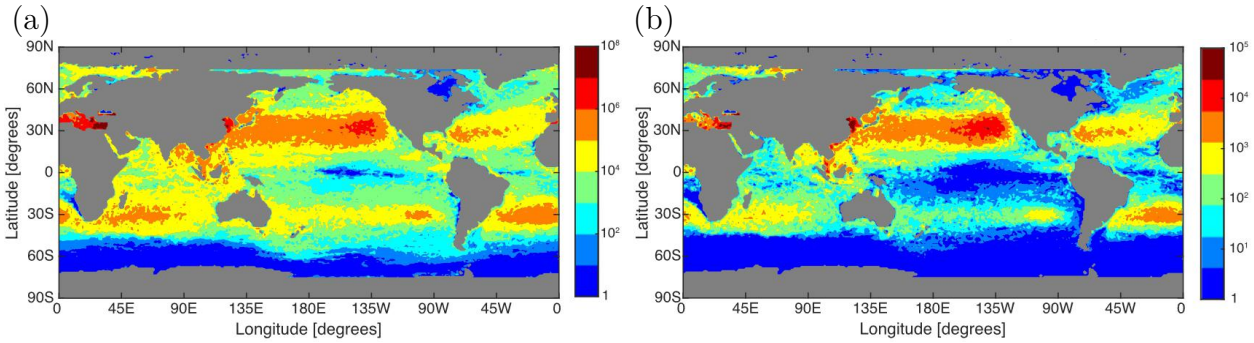


FIGURE 1.3 – Concentrations globales de plastiques à la surface de nos océans et nos mers présentées en nombre, en pièces/km^2(a) et en masse, en g/km^2 (b). Les 5 *gyres* océaniques correspondent aux zones de fortes concentrations. Figures tirées de Van Sebille *et al.* (2015).

Par exemple la mer Méditerranée, pourtant connue pour être une des zones les plus polluées de la planète, uniquement 3 déchets peuvent être vus à l'œil en 1 h (Fig. 1.3(a)). En réalité nos océans et nos mers, du fait de l'énorme volume d'eau qu'ils représentent, sont plus proches d'une *soupe de plastique*, dans laquelle baignent beaucoup plus de déchets que ce qu'une simple observation de l'horizon pourrait laisser croire (Fig. 1.3(a-b)).

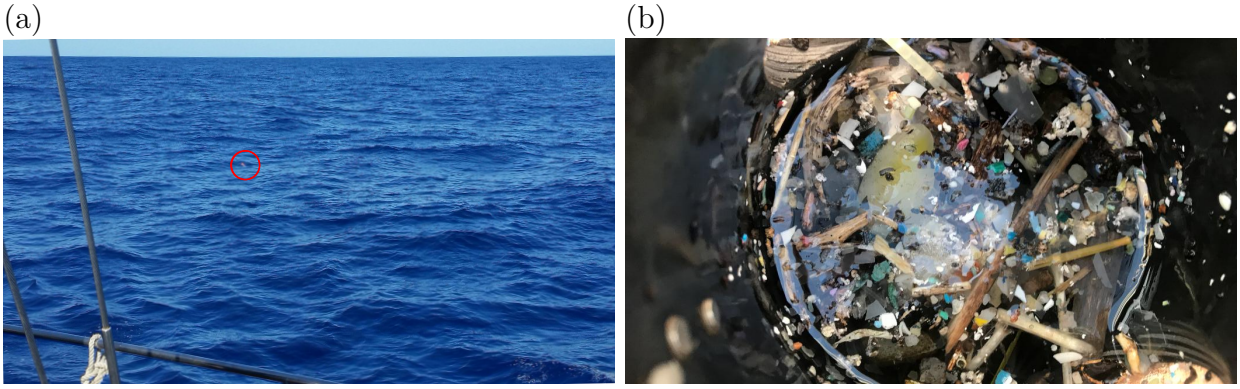


FIGURE 1.4 – (a) Surface de l'eau au nord de Minorque, zone de haute concentration de plastiques. Le cercle rouge indique le seul déchet plastique visible depuis le pont du bateau. (b) Plastiques récoltés dans cette même zone à l'aide d'un filet manta de maille 330 μm. Photos prises dans le cadre de la campagne de 2019 en mer Méditerranée à bord du voilier *Expédition 7^e Continent*.

Mais si la pollution plastique alerte depuis une dizaine d'années les autorités scientifiques et publiques (Rochman *et al.*, 2013; United Nations, 2017) ce n'est pas uniquement à cause de la prise de conscience de ce fléau par la vision de paysages ravagés, c'est aussi à cause de l'impact de cette pollution sur la faune et la flore affectées à différents niveaux (mortalité, fertilité, malformation). De plus, les 5 *gyres* communiquent entre eux, par le biais de certains courants (Eriksen *et al.*, 2014). Les déchets plastiques sont donc une fois oubliés de l'Homme, comme des radeaux laissés à la dérive, transportant, d'un bout à l'autre du globe, bactéries, agents pathogènes divers et variés ou encore molécules chimiques dangereuses, comme l'explique très bien Chelsea Rochman dans le film *"Océan, le mystère du plastique"*. La compréhension

de leur transport est donc un enjeu capital qui soulève aujourd'hui encore beaucoup de questions. Par exemple Jambeck *et al.* (2015) a estimé qu'en 2010 entre 4.8 et 12.7 millions de tonnes de plastique sont entrées dans nos océans et nos mers. Or les estimations globales de plastiques en surface, quelques kg/km^2 (ou 200 000 pièces/km^2), ne représentent qu'environ 1 % de la quantité estimée par Jambeck *et al.* (2015) en une année. Les outils, de notre civilisation si avancée, ne seraient-ils pas adaptés pour quantifier l'ampleur des dégâts causés par plus de 60 ans de consommation intensive et de mauvaise gestion de production ? Si tel est le cas, où donc se trouve le reste ? Que devient le plastique, une fois perdu dans notre or bleu, que sont nos océans et nos mers ?

1.3 Les possibles voies de disparition du plastique

Une réponse facile serait le postulat de Lavoisier, inspiré du Grec Anaxagore : *"rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme"*. Mais se transforme en quoi ?
Depuis une dizaine d'année, nous entendons beaucoup parler des plastiques bio-dégradables. Ces plastiques ont la particularité de pouvoir être plus facilement dégradés par rapport aux autres, c'est à dire assimilés par des organismes tels que des bactéries et des champignons. Néanmoins, ce procédé n'est pas magique. Il dépend des conditions d'humidité et de température de l'environnement. Le critère de biodégradabilité, fourni par les fabricants, se base sur la norme ISO 14855 − 1 : 2012 ou celle ISO 16929 : 2019, c'est à dire sur les conditions de biodégradabilité propres au compostage industriel, où la température est entre 50 et 70 °C. Pour autant, cela ne veut pas dire que le plastique ne se dégrade pas dans l'environnement, simplement cela prend plus de temps. Notamment, Napper & Thompson (2019) ont montré que sur le continent même après 3 fois la durée au bout de laquelle selon le fabriquant le plastique doit être bio-dégradé, des sacs de courses en plastique peuvent encore servir (Fig. 1.5). De plus, la notion de biodégradabilité n'est apparue que dans les années 1990s. Ainsi tous les matériaux plastiques fabriqués avant, n'ont pas été pensés dans leur formulation pour se dégrader *"rapidement"*. La dégradation complète des déchets, produits depuis les années 1950s, ne peut être envisagée.

FIGURE 1.5 – Sac en plastique bio-dégradable enfouit durant trois ans sous terre pouvant encore être utilisé pour faire ses courses. Figure tirée de Napper & Thompson (2019).

En 2017, la presse a beaucoup parlé d'un *"ver mangeur de plastique"*. Néanmoins, bien que Bombelli *et al.* (2017) aient observé que ce ver mangeait effectivement le plastique, il n'a pas été démontré que ce dernier le dégradait. En effet, le plastique peut être ingéré et fragmenté par les êtres vivants mais pas nécessairement jusqu'à l'échelle du monomère ($\sim$ Dalton, soit $\sim 10^{-24}$ g), échelle à laquelle bactéries et champignons peuvent l'assimiler. De plus, ces vers ne vivent pas dans l'eau, ainsi même s'ils venaient à, effectivement, dégrader le plastique, ils ne peuvent faire disparaitre les déchets plastiques déjà entrés dans nos océans et nos mers. Mais que deviennent donc ces plastiques, ces radeaux à la dérive dans nos cours d'eau ? Pour tenter de répondre à cette question et expliquer l'écart entre les concentrations de plastiques retrouvées en surface et celles rentrant dans nos océans et nos mers, les scientifiques envisagent plusieurs pistes, dont une synthèse est proposée Fig. 1.6. Néanmoins pour l'instant, aucune n'a été privilégiée, l'étude de chacune étant ardue.

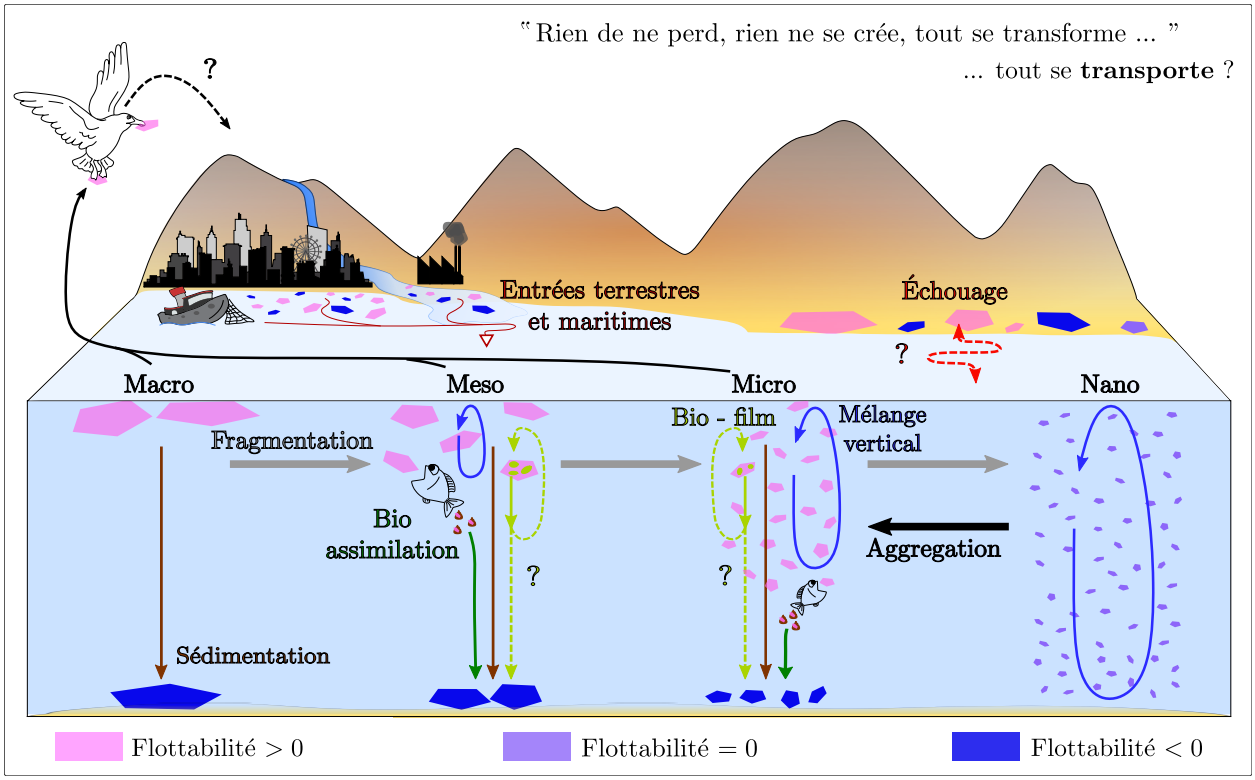


FIGURE 1.6 – Schéma des processus affectant le transport et la distribution en taille des déchets plastiques.

Sur le schéma ci-dessus, l'épaisseur des flèches permet uniquement de dissocier les processus affectant le transport (trait fin) de ceux affectant la distribution en taille (trait épais), et ne reflète en aucune manière le poids d'un processus par rapport à un autre. Nous ne détaillerons ici que certaines des pistes mises en avant par les scientifiques, plus de détails pouvant être trouvés dans Law (2017) ou Van Sebille *et al.* (2020).
Parmi ces pistes, nous trouvons la sédimentation (*"settling"* en anglais). En effet, tous les plastiques ne sont pas moins denses que l'eau de mer, dont la densité varie entre 1 025 et 1 035 kg/m^3 (Table S1). Cette hypothèse s'appuie notamment sur des observations sous-marines

(a) (b)

FIGURE 1.7 – (a) Bouteilles des années 1970s à 20 km des côtes françaises et 1 000 m de profondeur (F. Galgani, Ifremer). (b) Plastiques échoués sur la plage de Barcelone.

(Fig. 1.7(a)). François Galgani raconte, dans le film *"Océans, le mystère du plastique"*, que certains sous-mariniers utilisent aujourd'hui les déchets plastiques jonchant les fonds marins pour se repérer et ne pas descendre trop profond. D'autres scientifiques ont également retrouvé des plastiques dans des sédiments jusqu'à 5 000 m de profondeur (Van Cauwenberghe *et al.*, 2013). Nous remarquons que ces déchets, qui jonchent les sols marins, peuvent également se retrouver loin des côtes (Fig. 1.7(a)). Plusieurs explications sont proposées. La première serait que les plastiques soient jetés à l'eau directement au large, par notamment les bateaux de pêche. La seconde serait le transport des plastiques sédimentant près des côtés par des courant sous-marins, à l'image du transport sédimentaire (Kane *et al.*, 2020). Bien qu'il n'y ait pas de quantification par des mesures de terrain, Geyer *et al.* (2017) estime que 34.5 % des plastiques, produits depuis les années 1950s, seraient plus denses que l'eau des océans. Ainsi, même si certains plastiques légers sont aussi sujets à la sédimentation à cause du développement d'un bio-film à leur surface (Zettler *et al.*, 2013) ou de leur assimilation par la faune marine (Law, 2017), la sédimentation, seule, ne peut expliquer complètement l'écart entre les concentrations globales de plastique en surface et ce qui rentre dans nos océans et nos mers.

Une deuxième hypothèse pour expliquer ce manque est l'échouage des déchets plastiques (*"beaching"* en anglais) sur nos plages et nos berges (Fig. 1.7(b)). Mais encore une fois il n'y a pas de donnée quantitative associée à cette hypothèse, car il est très difficile de les collecter et de les compter, la zone à couvrir étant extrêmement large. De plus, certains plastiques sont très petits comme les billes utilisées en cosmétique ou encore celles des terrains synthétiques, ce qui les rend difficiles à repérer et à distinguer de la matière organique sans outil adapté. Or, les collectes sont souvent réalisées à l'œil nu par des organismes bénévoles (Surfrider Fundation Europe) ou des initiatives citoyennes (Initiatives Océans). Ajouter à ces difficultés de générer des données de terrain, des verrous au niveau de la modélisation sont également rencontrés, les courants côtiers étant très turbulents et donc compliqués à modéliser. Cette dernière raison explique en grande partie pourquoi, les bilans de concentrations globales s'appuient, pour l'instant, uniquement sur les plastiques dérivant à la surface (Eriksen *et al.*, 2014; Van Sebille *et al.*, 2015; Lebreton *et al.*, 2019). A ce jour, il n'est donc pas possible d'estimer de combien de pour-cent la prise en compte de l'échouage modifierait les bilans de

concentrations globales.

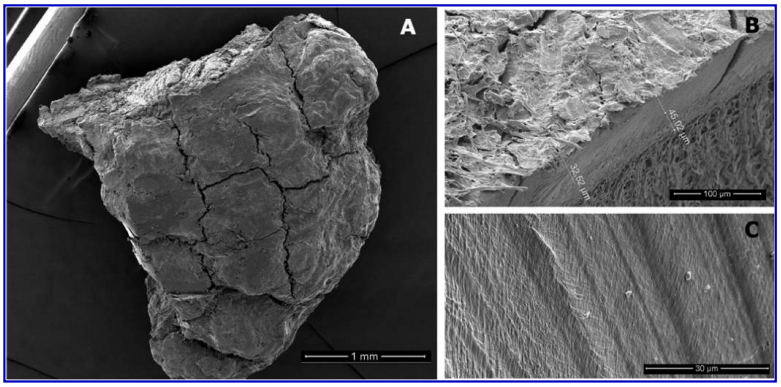


FIGURE 1.8 – A : Microscopie d'un micro-plastique (< 5 mm) collecté en 2014 dans le gyre de l'Atlantique Nord. B : Tranche d'un meso-plastique (< 2.5 cm) en polypropylène (PP), également collecté en 2014 dans le gyre de l'Atlantique Nord. C : Tranche d'un contenant en PP neuf montrant une surface lisse et régulière. Figure tirée de Ter Halle *et al.* (2016).

Une troisième piste envisagée, pour expliquer la sous-estimation des concentrations globales, est la fragmentation. Du fait de la sur-exposition des déchets plastiques aux Ultra-Violets (UV), ces derniers se fragilisent (Ter Halle *et al.*, 2016). Des micro-fissures apparaissent à leur surface (Fig. 1.8(A-C)), les rendant plus cassants. Ainsi, lorsque ces plastiques vieillis sont soumis à une contrainte mécanique, comme le vent et les vagues en haute mer, ils se fragmentent vers des échelles de plus en plus petites, pouvant aller jusqu'au nanomètre (Gigault *et al.*, 2016). Jusqu'à il y a peu, les mesures de terrain se faisaient uniquement avec des filets de maille 330 μm. Les plus petits n'étaient donc pas pris en compte dans les estimations, leur existence étant inconnue. Aujourd'hui, la fragmentation alerte beaucoup les autorités, car si les plastiques peuvent atteindre des tailles aussi petites, le plancton, premier maillon de la chaine alimentaire, peut donc les ingérer. Cela pose notamment beaucoup de questions sur l'accumulation des plastiques dans les organismes des prédateurs, ces derniers ingérant à la fois les plastiques à leur échelle en plus de ceux présents dans les êtres vivants dont ils se nourrissent. Même si il est difficile de prouver le lien entre la santé et le développement des espèces marines et leur exposition aux plastiques, il est connu qu'une ingestion fréquente de plastiques a un effet néfaste sur les êtres vivants (Fabres *et al.*, 2016).
Pour tenter de mettre de l'ordre dans tous ces déchets, une nomenclature a été adoptée pour les classer en fonction de leur taille. Nous appelons ainsi les :

- *mega-plastiques*, ceux dont au moins une dimension est supérieure à 1 m.
- *macro-plastiques*, ceux dont la plus grande dimension, L, est telle que 2.5 cm $< L <$ 1 m.
- *meso-plastiques*, ceux dont 5 mm $< L <$ 2.5 cm.
- *grands micro-plastiques*, ceux dont 1 mm $< L <$ 5 mm.
- *petits micro-plastiques*, ceux dont 1 μm $< L <$ 1 mm.
- *nano-plastiques*, ceux dont L est inférieure à 1 μm.

En fonction de la catégorie à laquelle ils appartiennent, le protocole de collecte, de tri et d'identification sera différent (Song *et al.*, 2015*b*). Dans le cadre de cette thèse, uniquement

les petits et grands micro-plastiques seront considérés. Ils ont, du fait de leur petite taille, une flottabilité très faible. Cette dernière, aussi appelée poussée d'Archimède, dépend de la densité du plastique, ρ_p, mais également de sa taille et de sa forme. Comme nous le verrons plus en détails Chapitre 3, les incertitudes sur la valeur de ρ_p jouent un rôle mineur par rapport à l'importance de bien décrire leur géométrie. Par ailleurs, la faible flottabilité des micro-plastiques les rend plus susceptibles de suivre un écoulement ; ils sont donc retrouvés proche de la surface, même si leur densité est supérieure à l'eau de mer (Suaria *et al.*, 2016; Poulain *et al.*, 2019). De prime abord, nous pourrions penser que cela est une bonne chose : l'ensemble des plastiques finirait par se retrouver en surface (Fig. 1.9(a)). Cependant, lorsque la mer est agitée, cela produit un mélange de surface. Les plastiques initialement flottants (du fait de leur faible densité et/ou leur petite taille) se retrouvent alors mélangés dans la colonne d'eau (Fig. 1.9(b)).

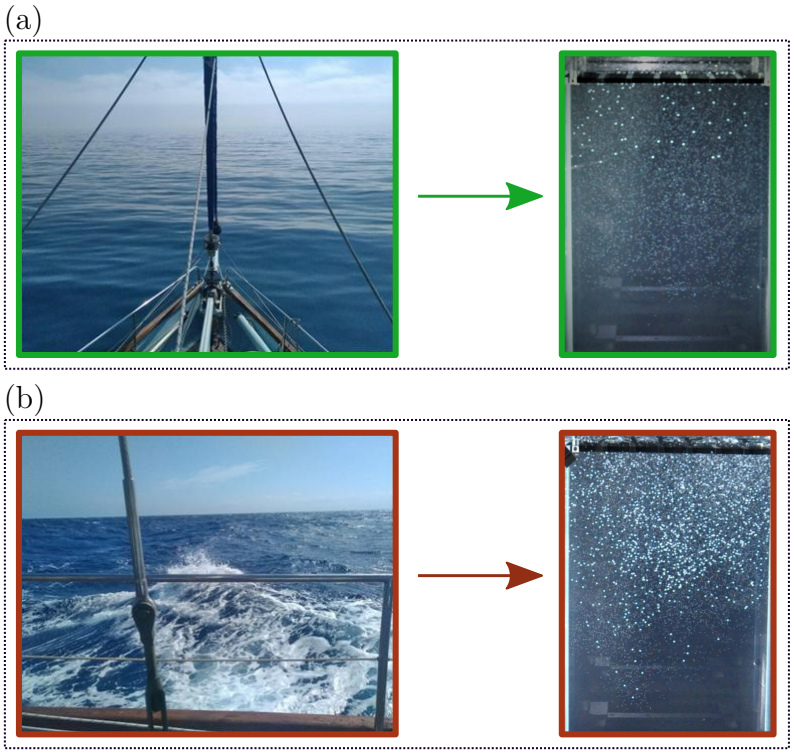


FIGURE 1.9 – Photos de la surface de la mer Méditerranée et d'une expérience de laboratoire reproduisant le même état de mer pour observer la distribution verticale de particules flottantes. (a) Mer calme (b) Mer agitée.

Les plastiques seront d'autant plus sensibles à ce transport vertical qu'ils seront petits (i.e. de faible flottabilité). Ainsi une quatrième piste est envisagée pour expliquer la sous-estimation des concentrations globales : les micro et les nano-plastiques ne seraient pas en surface mais, distribués dans la colonne d'eau à cause du mélange induit par la turbulence océanique. Cette compréhension de leur distribution verticale est donc un enjeu capital pour premièrement savoir où les récolter mais aussi pour savoir quels organismes sont les plus exposés à cette pollution et dans quelle proportion. Nous serions alors plus à même de comprendre le vieillissement du plastique et ses interactions avec la faune et la flore marine. Cependant, la

distribution verticale des plastiques dans la colonne d'eau n'est pas simple. En effet, ce problème dépend d'une part des propriétés du plastique (densité, taille et forme) et d'autre part de l'environnement dans lequel il se trouve (densité de l'eau, état de mer, soit le taux de mélange ou plus généralement la turbulence océanique). Notre difficulté actuelle à comprendre et correctement modéliser ce couplage, d'une part, et notre ignorance complète de leur distribution dans la colonne d'eau, d'autre part, rendent ardue la mise en place de protocoles pour mesurer la distribution verticale de ces petits plastiques. C'est pour cela que peu de données de terrain sont aujourd'hui disponibles sur cet aspect là (Enders *et al.*, 2015; Song *et al.*, 2018). Dans le cadre de cette thèse, nous allons nous concentrer sur cette quatrième piste pour tenter de mieux comprendre la distribution verticale des micro-plastiques.

1.4 Les questions soulevées par la distribution verticale des plastiques

Nous pourrions penser que s'intéresser uniquement à la distribution verticale est peu ambitieux, pour expliquer la disparition de 99 % du plastique. Nous verrons, dans cette section, que cela soulève déjà un certain nombre de questions importantes.
Tout d'abord, il faut savoir que la quantification de pollution plastique se base sur des mesures de terrain. Celles-ci sont réalisées en surface, en partant du postulat que les plastiques sont moins denses que l'eau de mer, et donc qu'ils flottent en surface. Comme détaillé Chapitre 3, ces mesures de surface sont réalisées à l'aide de filets, servant initialement à pêcher du plancton. Ces filets sont immergés juste sous la surface de l'eau et permettent d'échantillonner une profondeur, d, de généralement quelques dizaines de centimètres (Fig. 1.10(a-b)).

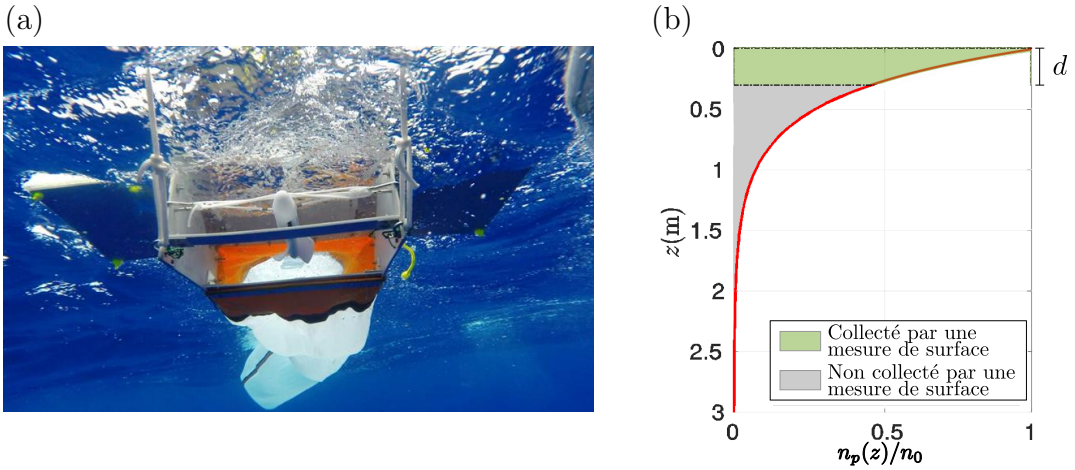


FIGURE 1.10 – (a) Exemple de filet manta utilisé pour la collecte de plastique en surface. (b) Profil vertical de concentration, $n_p(z)$, normalisé par la concentration en surface, n_0, pour un état de mer modéré. d est la profondeur sur laquelle est fait l'échantillonnage de surface. Figure adaptée de Kukulka *et al.* (2012).

Avec cette métrologie, de nombreux points de mesure à travers le globe ont été réalisés depuis les années 1970s (Fig. 1.11). Grâce à eux, les cartes de concentrations globales sont calculées

via des modèles océaniques grandes échelles (Fig. 1.3(a-b)). La fiabilité des mesures de terrain est donc capitale si l'on veut proprement estimer les concentrations globales ! Afin de lisser les données de terrain à une même position, une moyenne temporelle est faite, mais cela n'est pas suffisant pour uniformiser les données et obtenir la carte Fig. 1.11 (Law *et al.*, 2014). En effet, comme expliqué précédemment, la mer n'est pas toujours calme. Certains plastiques sont alors mis en suspension. Une mesure uniquement de surface ne permet donc pas de quantifier la concentration de plastique sur l'intégralité de la colonne d'eau (Fig. 1.10(b)).

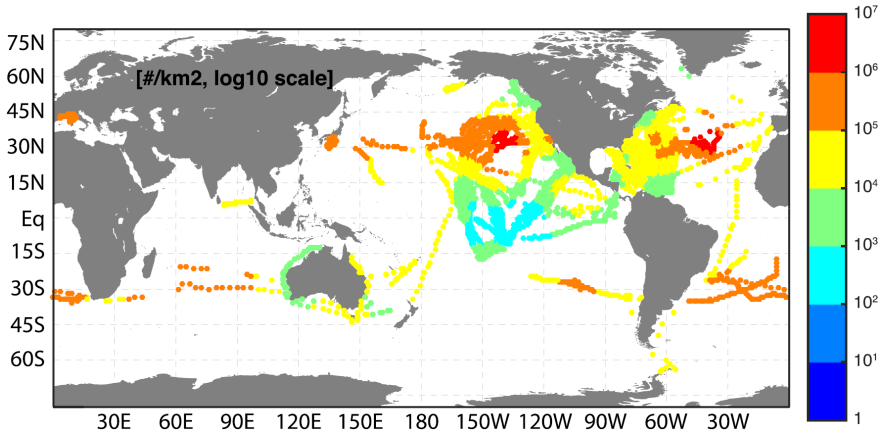


FIGURE 1.11 – Carte des mesures de concentration de plastiques réalisées dans le monde entre 1971 et 2013 à l'aide de filets. Ces mesures servent actuellement pour déduire les concentrations de plastique globales dans des modèles grandes échelles. Figure tirée de Van Sebille *et al.* (2015).

Pour pallier à cela, les mesures de terrain sont systématiquement corrigées pour tenir compte des différents états de mer. Les concentrations reportées Fig. 1.11, servant de référence pour les estimations de concentrations globales, sont donc des concentrations corrigées de plastique, définies comme

$$N_{corr} = \int_{z=0}^{\infty} n_p(z)\,\mathrm{d}z, \tag{1.1}$$

Avec $n_p(z)$ la concentration verticale de plastique. Graphiquement, N_{corr} correspond à la somme des aires verte et grise sur la Fig. 1.10(a). Mais comment peut-on être sûr de la fiabilité de N_{corr} ?
Cela soulève des questions plus spécifiques, avec tout d'abord la fiabilité de la quantité de plastiques collectée en surface,

$$N_{tow} = \int_{z=0}^{d} n_p(z)\,\mathrm{d}, \tag{1.2}$$

et sa représentativité par rapport à N_{corr}. En effet, si la mesure de surface ne permet d'échantillonner que quelques pour-cents des plastiques réellement présents, la prendre en compte pour déduire des concentrations globales est-il pertinent ? Quelles précautions serait-il bon de prendre lors des collectes pour éviter cela ? Ces précautions seraient-elles nécessaires pour toutes les catégories de plastiques ou seulement certaines ? Ces points doivent être anticipés car, comme mentionné plus haut, si l'on veut réduire les incertitudes de mesure liées à la grande variabilité de leur taille, les plastiques ne peuvent être soumis aux mêmes protocoles

de collecte, de tri et d'identification. Song *et al.* (2015*b*) ont, par exemple, montré que l'œil humain peut manquer des plastiques inférieurs à 1 mm, spécialement si ceux-ci sont fins. Ainsi pour éviter toute sous-estimation liée à l'opérateur, les plastiques inférieurs à 1 mm sont comptabilisés et caractérisés en laboratoire en utilisant des métrologies plus complexes (Chapitre 3). Bien que ces précautions réduisent les incertitudes de mesures, l'harmonisation des protocoles fait encore beaucoup débat. Nous pouvons néanmoins anticiper que les plastiques les plus sensibles au mélange vertical étant les plus petits, se sont eux dont la représentativité par des mesures de surface sera la plus sujette à caution. C'est pour le valider (ou l'infirmer) que nous nous focalisons sur cette gamme de plastiques dans cette thèse.
Mais la fiabilité des concentrations corrigées et la représentativité de N_{tow} par rapport à ces dernières sont aussi très dépendantes de notre capacité à estimer la forme de $n_p(z)$. En effet, en fonction de la manière dont ces mesures de terrain sont corrigées, de fortes variabilités de plusieurs ordres de grandeurs sur N_{corr} peuvent être trouvées (Eriksen *et al.*, 2014; Poulain *et al.*, 2019). La question du *"bon modèle"* pour $n_p(z)$ se pose donc en parallèle de l'établissement de protocoles d'échantillonnage fiables. De manière générique, $n_p(z)$ est obtenu à partir d'une équation d'advection-diffusion basée sur un équilibre des flux entre celui descendant turbulent et celui ascendant de flottabilité,

$$\underbrace{W_b\ n_p(z)}_{\text{Flux de flottabilité}} = \underbrace{A_0 \frac{\mathrm{d}n_p(z)}{\mathrm{d}z}}_{\text{Flux turbulent}}, \tag{1.3}$$

Avec W_b la vitesse de remontée du plastique, dépendant de ses propriétés (densité, taille et forme) et A_0 est la diffusivité turbulente, dépendant de la turbulence océanique (soit l'état de la mer). Ces deux grandeurs caractérisent respectivement le flux de flottabilité et celui turbulent.

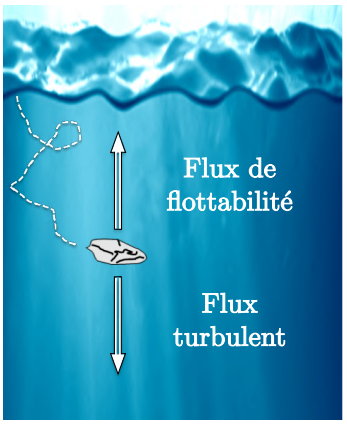


FIGURE 1.12 – Représentation schématique de l'équilibre des flux régissant la dynamique verticale des plastiques.

La forme de $n_p(z)$ déduite de cette équation va dépendre des hypothèses prises pour W_b et A_0. Par exemple pour W_b, certains auteurs considèrent une vitesse de remontée moyenne, quel que soit le plastique, c'est à dire quelle que soit sa densité, sa taille ou sa forme (Kukulka *et al.*, 2012; Reisser *et al.*, 2015). D'autres considèrent une W_b spécifique à chaque taille de plastique en supposant que les plastiques sont tous des sphères parfaites (Enders *et al.*, 2015). Cependant, les micro-plastiques étant souvent aplatis et de taille variée, ces hypothèses ne sont pas forcément les plus adaptées. Pour le paramètre A_0, l'hypothèse d'une diffusivité constante avec z est très souvent prise (Kukulka *et al.*, 2012; Enders *et al.*, 2015; Reisser *et al.*, 2015). Si cette hypothèse est acceptable dans les zones de faibles gradients de vitesse, où $A_0 \sim 0.1$ m^2/s (Ardhuin & Jenkins, 2006), il a été montré que A_0 dépendait en général fortement de la nature de la turbulence (Brunner *et al.*, 2015; Kukulka & Brunner, 2015). Une diffusivité variant avec z serait peut-être plus adaptée.
La modélisation des deux paramètres W_b d'une part et A_0 d'autre part est donc un enjeu et un challenge. En effet, comment tenir compte de (1) la grande variété de taille et de forme des micro-plastiques allant de 1 μm à 5 mm et (2) la grande variété d'échelles spatio-temporelles de la turbulence océanique ?

1.5 Dynamique de particules

A peine plus haut, nous avons affirmé que la vitesse de flottabilité, qui caractérise le flux de flottabilité, introduit eq. (1.3), dépend des propriétés du plastique. Cela est facilement vérifiable avec des objets qui nous entourent. Par exemple, dans une piscine, une balle de ping-pong va flotter alors qu'une balle de golf, de taille relativement similaire, va couler. En physique, ce phénomène est relié à la masse volumique de l'objet, ou dans notre cas de la particule, ρ_p. Considérons désormais une feuille de papier lâchée à quelques mètres au dessus du sol. Sa dynamique sera drastiquement différente en fonction de si cette feuille est dépliée (chute lente avec des oscillations) ou roulée en boule (chute rapide sans oscillation), et ce, bien que la densité soit la même. Ainsi ρ_p n'est pas le seul paramètre de contrôle de la dynamique des particules qui dépend aussi de la taille et de la forme de ces dernières. Mais comment traduisons-nous concrètement cette dépendance avec les propriétés des particules ? En mécanique des fluides, et plus généralement en physique, des nombres sans dimension sont utilisés. Ils sont construits à partir des propriétés des particules, et permettent de les réorganiser, non plus en fonction de leur densité, leur taille ou forme mais en lien avec leur dynamique dans un écoulement fluide de densité ρ_f et de viscosité cinématique ν_f. Cette approche non-dimensionnelle a notamment l'avantage de permettre la comparaison entre des situations (ou expériences) initialement très différentes (théorie des similitudes). Nous introduisons dans cette section les principaux nombres sans-dimension utilisés pour décrire la dynamique de particules dans un écoulement. Avant de s'intéresser au cas d'une suspension de particules, nous discutons le cas des particules isolées et détaillons les forces qui s'exercent sur ces dernières. Enfin, nous mettons en regard la littérature de la dynamique des particules avec ce que nous savons actuellement sur les micro-plastiques.

1.5.1 Particules isolées

L'étude de particules mobiles et isolées dans un fluide au repos ou dans un écoulement a, depuis un peu moins de deux siècles, fait l'objet de nombreux travaux, associés à des évolutions des techniques expérimentales et numériques (Bourgoin & Xu, 2014). Nous n'allons pas aborder toute la littérature sur la dynamique de particules mobiles dans un écoulement, mais simplement tenter de donner une vue d'ensemble de ce que nous savons pour les particules sphériques (des détails sur la dynamiques de particules aux géométries plus complexes sont disponibles dans Voth & Soldati (2017) ou Mathai *et al.* (2020)).
A noter qu'ici nous sous-entendons par particule mobile, une particule sédimentant ou remontant. Pour définir cette convention, nous introduisons un premier nombre sans dimension, ρ_*, correspondant au rapport de densité entre la particule et le fluide, tel que

$$\rho_* = \frac{\rho_p}{\rho_f}. \tag{1.4}$$

Par la suite, si $\rho_* < 1$, la particule remontera dans le fluide et sera qualifiée de particules flottantes (*"buoyant particle"* en anglais). Au contraire, si $\rho_* > 1$, elle sédimentera et sera qualifiée de particule lourde (*"heavy particle"* en anglais). Dans le cas où $\rho_* \approx 1$, la particule sera qualifiée de neutre en densité (*"neutrally buoyant"* en anglais).

1.5.1.1 Dynamique de particules isolées dans un fluide au repos

Considérons une sphère de diamètre d_p et de densité ρ_p, remontant à la vitesse $W_b(t)$, dans un fluide au repos. Dans ce cas, les forces s'exerçant sur la sphère sont la force de flottabilité (combinaison de la poussée d'Archimède et du poids) et la traînée qu'exerce le fluide sur la sphère. La première force tend à faire remonter la sphère alors que la seconde tend à ralentir son ascension (Fig. 1.14(a)).

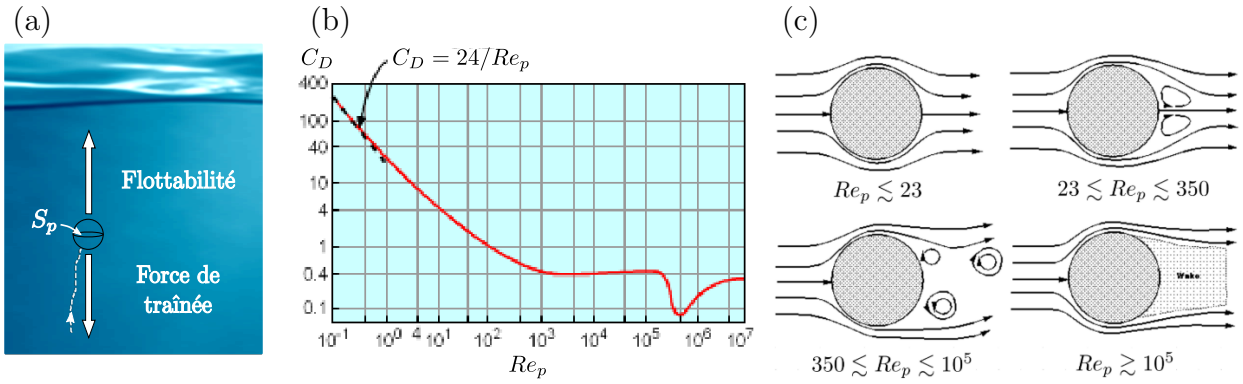


FIGURE 1.13 – (a) Représentation schématique de l'ascension d'une sphère dans un fluide au repos. (b) Coefficient de traînée, C_D, d'une sphère dans un écoulement uniforme en fonction du nombre de Reynolds particulaire, Re_p. (c) Représentation schématique de la structure de l'écoulement derrière la sphère selon Re_p. Figures (b) et (c) adaptées de Homann (2017).

En appliquant, en stationnaire, la seconde loi de Newton, soit que la somme des forces s'appliquant sur la sphère est égale à sa masse multipliée par son accélération (égale à zéro en stationnaire), nous retrouvons que la dynamique de la sphère satisfait

$$\underbrace{-\frac{1}{2}C_D(Re_p)S_p|W_b|W_b}_{\text{Force de traînée}} + \underbrace{(\rho_* - 1)V_p g}_{\text{Flottabilité}} = 0, \tag{1.5}$$

Avec C_D le coefficient de traînée, W_b la vitesse terminale de la sphère, S_p sa surface projetée (Fig. 1.13(a)), V_p son volume, g l'accélération gravitationnelle et Re_p le nombre de Reynolds particulaire. Ce dernier, comparant les forces inertielles de la particule avec celles visqueuses du fluide, est défini comme :

$$Re_p = \frac{d_p W_b}{\nu_f}. \tag{1.6}$$

Il permet d'étendre la gamme de validité de eq. (1.5), en fonction de la taille et de la forme de la particule. A noter que la dépendance de C_D avec Re_p n'est pas une relation polynomiale simple (Fig. 1.14(b)). C'est pourquoi des lois empiriques et spécifiques selon la forme de la particule sont utilisées (Clift *et al.* (1978); Haider (1989); Bagheri & Bonadonna (2016) parmi beaucoup d'autres). Cependant Re_p ne permet pas de décrire tous les comportements. Par exemple, le nombre de Reynolds particulaire, seul, ne suffit pas à décrire la dynamique d'une bille de plomb ($\rho_* >> 1$) et celle d'un diamètre équivalent mais dont $\rho_* \approx 1$ (Mordant & Pinton, 2000). En effet, le rapport des densités, ρ_*, apparaît dans la force de flottabilité.

Ceci traduit que les effets de densité pour un même Re_p peuvent modifier sa contribution. Pour tenir compte de ces deux aspects, le nombre de Stokes visqueux, St_ν, peut être utilisé. Il est défini comme :

$$St_\nu = \frac{\tau_p}{\tau_I} = \rho_* \frac{d_p W_b}{18\nu_f} = \frac{\rho_* Re_p}{18}, \tag{1.7}$$

Avec $\tau_p = \rho_* d_p^2/18\nu_f$ le temps de réponse visqueux de la particule et $\tau_I = d_p/W_b$ le temps basé sur l'inertie de cette dernière.
Dans la limite des vitesses stationnaires, l'équilibre flottabilité-traînée pourrait être une option pour estimer W_b des micro-plastiques (Mordant & Pinton, 2000). Cependant est-ce valable pour les gammes de Re_p de ces derniers ?
Comme illustré Fig. 1.13(b), grâce à Re_p, une unique courbe permet de décrire l'évolution de C_D (et donc de la traînée exercée par le fluide sur la sphère). Nous voyons notamment sur ce graphe que lorsque Re_p augmente (en augmentant par exemple le diamètre de la sphère), la traînée diminue. Ceci s'explique par une modification de l'écoulement derrière la sphère, induite par le sillage (*"wake"* en anglais) de cette dernière. En effet, à mesure que Re_p augmente, le sillage de la sphère se complexifie avec des structures d'abord cohérentes (jusqu'à $Re_p \sim 350$) puis turbulentes (Fig. 1.13(c)). A chaque géométrie de sillage est associé un type de trajectoire qui, pour la sphère, passe de rectiligne à chaotique en passant par oblique et oscillante à mesure que le nombre de Reynolds particulaire augmente (Horowitz & Williamson, 2010). Il est possible de cartographier ses différents régimes en fonction de ρ_* et de Re_p (Fig. 1.14(a)).

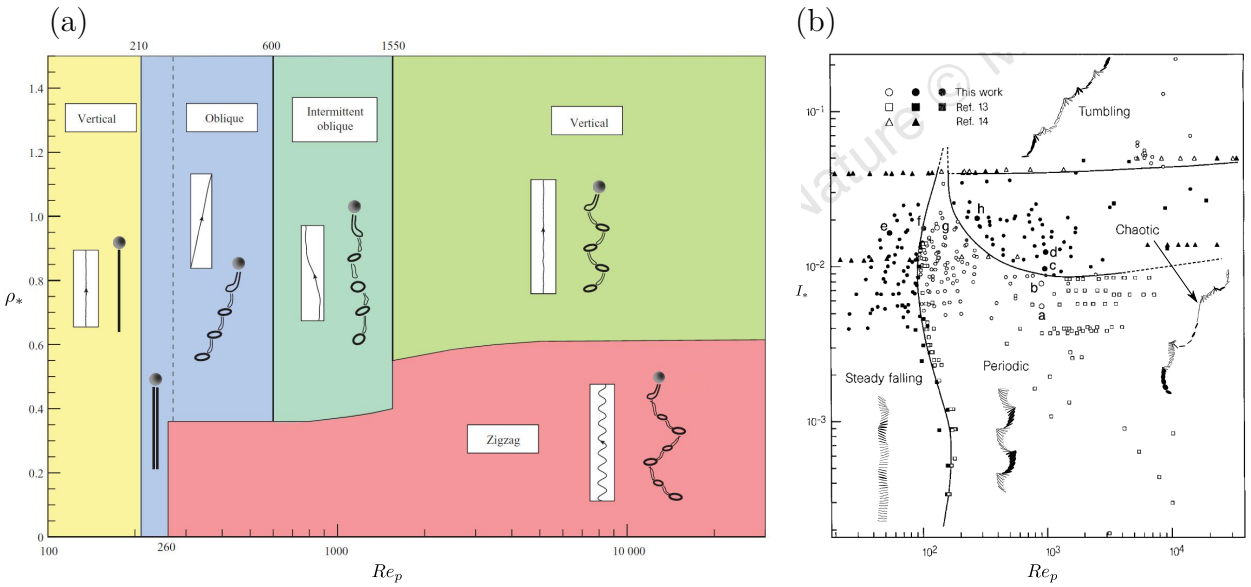


FIGURE 1.14 – (a) Carte des régimes de déplacement d'une sphère sédimentant ($\rho_* > 1$) ou remontant ($\rho_* < 1$) dans un fluide au repos, en fonction du rapport de densité, ρ_*, et du Reynolds particulaire, Re_p. Les trajectoires typiques et la forme du sillage de la sphère pour chaque régime sont aussi montrées. Figure tirée de Horowitz & Williamson (2010). (b) Carte des régimes d'un disque sédimentant dans un fluide au repos, en fonction de Re_p et du moment d'inertie du disque, I_*. Figure tirée de Field *et al.* (1997).

Des cartes semblables peuvent être obtenues pour caractériser la dynamique de particules plus complexes comme un disque, de diamètre d_p et d'épaisseur e (Fig. 1.14(b)). Cette fois, la dynamique est régie par Re_p et le moment d'inertie non-dimensionnel du disque, I_*, tel que

$$I_* = \frac{I_D}{\rho_f d_p} = \frac{\pi \rho_p e}{64 \rho_f d_p}. \tag{1.8}$$

A noter que les cartes Fig. 1.14(a-b) peuvent aussi être exprimées en fonction du nombre sans-dimension de Galilée (Fig.S1 [1]). Ce nombre (parfois appelé nombre d'Archimède) correspond à un nombre de Reynolds particulaire pour lequel la vitesse de la particule est prescrite telle que la traînée vale $2\rho_f S_p W_b^2/3$. Il est défini respectivement pour la sphère, indicé s, et le disque, indicé d, comme :

$$Ga_s = \frac{d_p}{\nu_f}\sqrt{|(1-\rho_*)|g d_p} \qquad \& \qquad Ga_d = \frac{d_p}{\nu_f}\sqrt{|(1-\rho_*)|g e}. \tag{1.9}$$

L'utilisation de ce nombre a notamment l'avantage de s'affranchir des variations temporelles de W_b qui surviennent à Re_p élevés (Fig. 1.15(a)). En effet, lorsque le sillage de la particule n'est plus axi-symétrique ($Re_p > 210$), il induit des forces supplémentaires sur la sphère (Jenny *et al.*, 2003). Par exemple pour $210 < Re_p < 600$, le sillage perd sa symétrie (Fig. 1.15(b)). Une force de portance, qui fait dévier la sphère de sa trajectoire rectiligne, est alors générée (Fig. 1.14(a)). Un simple équilibre comme eq. (1.5) n'est donc plus adapté ou nécessite une correction de la force de traînée (Veldhuis *et al.*, 2009).

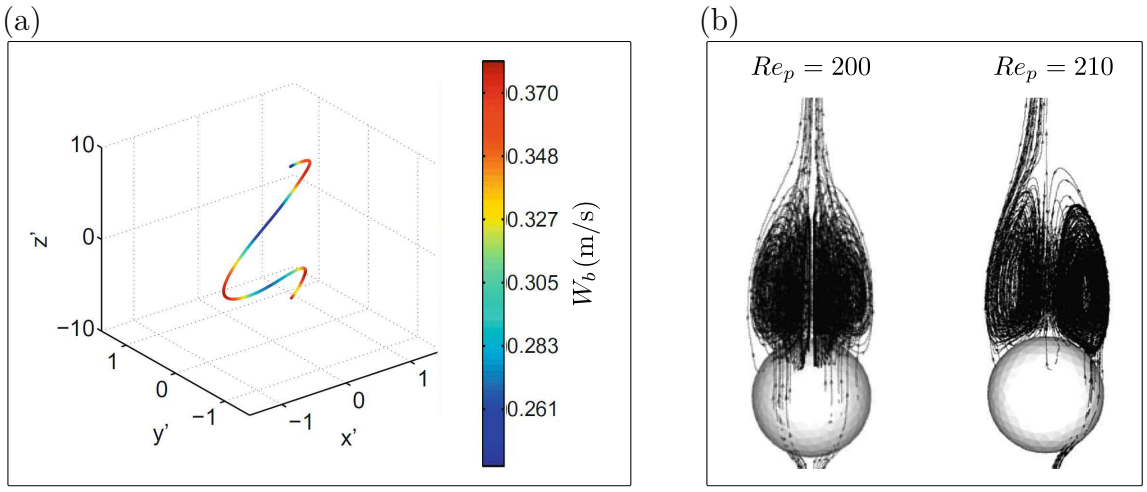


FIGURE 1.15 – (a) Exemple de trajectoire d'une sphère remontant dans un fluide au repos ($Ga_s = 1\ 231$). Figure adaptée de Veldhuis *et al.* (2009). (b) Exemples d'un sillage axi-symétrique ($Re_p = 200$) et d'un ayant perdu sa symétrie ($Re_p = 210$). Résultat obtenu par Simulation Numérique Directe d'une sphère sédimentant dans un fluide au repos. Figure adaptée de Reddy *et al.* (2010).

1. Les figures et les tables référencées avec un S feront référence à des figures (et des tables) en annexe.

Néanmoins dans le cadre des micro-plastiques, nous savons que $0.001 < d_p < 5$ mm et $10^{-5} < W_b < 4.10^{-2}$ m/s (Brunner *et al.*, 2015; Enders *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019). Donc, $Re_p < 250$ sera toujours vérifié. Ainsi nous ne détaillerons pas plus la dynamique d'une particule remontant (ou sédimentant) dans un fluide au repos. Pour plus d'informations, il est, par exemple, possible de se référer à Zhou & J. Dusek (2015) et Auguste & Magnaudet (2018) pour la sphère ou à Ern *et al.* (2012) et Voth & Soldati (2017) pour des géométries plus complexes (disques, cylindres, bulles). Le nombre de Reynolds particulaire estimé pour les micro-plastique nous indique que pour la majorité des micro-plastiques, leur sillage devrait rester axi-symétrique, ainsi l'estimation de W_b basée sur l'équilibre de flottabilité (eq. (1.5)) est envisageable, bien que dans sa limite de validité pour les plus grands micro-plastiques. Cependant, cela est-il valable lorsque la particule est placée dans un écoulement turbulent ? En effet, un micro-plastique, même lorsque la mer est calme, n'évolue pas dans un fluide au repos (Section 1.6).

1.5.1.2 Dynamique de particules isolées mobiles dans un écoulement turbulent

Comme précédemment, nous considérons, dans cette partie, un écoulement fluide incompressible de densité ρ_f, de viscosité cinématique, ν_f, mais désormais de vitesse non nulle, $\mathbf{U_f}(t) = \mathbf{U_f}(x, y, z, t)$, dépendant de l'espace et du temps. Basé sur la moyenne temporelle de la norme de cette vitesse, $\overline{|\mathbf{U_f}(t)|}$, il est possible de définir un nombre de Reynolds, Re, tel que

$$Re = \frac{\ell_f \overline{|\mathbf{U_f}(t)|}}{\nu_f}, \tag{1.10}$$

Avec ℓ_f une échelle caractéristique de l'écoulement. Ce nombre, comparant les forces inertielles et celles visqueuses, permet de distinguer deux types d'écoulements : les écoulements laminaires et ceux turbulents, sur lesquels nous nous concentrons dans cette thèse. Ces derniers, à la différence des écoulements laminaires, contiennent des structures complexes, des tourbillons (*"eddies"* en anglais) de tailles variées (Fig. 1.16).
Les plus grands, L_{int}, correspondent à l'échelle intégrale (*"integral length-scale"* en anglais), soit l'échelle d'injection d'énergie dans l'écoulement. Les plus petits, η, correspondent à l'échelle de Kolmogorov (*"Kolmogorov scale"* en anglais). Entre ces deux échelles se trouvent des échelles intermédiaires, résultant du transfert d'énergie des grands tourbillons vers les plus petits. Cette gamme d'échelles intermédiaires est la gamme inertielle (*"inertial range"* en anglais). Son étendue est liée au nombre de Reynolds : plus celui-ci sera grand et plus la gamme inertielle sera étendue. L'échelle intermédiaire servant de référence en turbulence, est celle de Taylor, λ, qui bien "[qu']elle n'ait pas de sens physique à proprement parler [à la différence de L_{int} et η,] est [...] une quantité très bien définie" (Pope, 2000). Ainsi il est possible de définir trois nombres de Reynolds pour caractériser un écoulement turbulent : Re_L, Re_λ et Re_η basés sur respectivement L_{int}, λ et η.

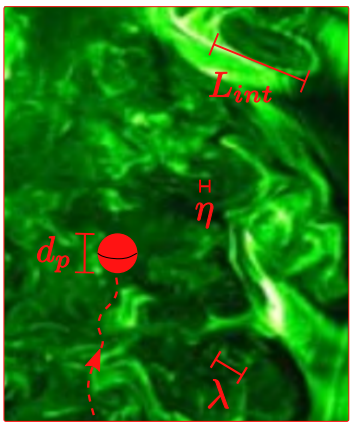


FIGURE 1.16 – Illustration des différentes échelles d'un écoulement turbulent.

Considérons désormais dans cet écoulement complexe une particule remontant (ou sédimentant), à la vitesse $\mathbf{U_p}(t) = \mathbf{U_p}(x, y, z, t)$, comment va-t-elle se comporter vis à vis des différentes échelles de l'écoulement ? Sa vitesse de remontée sera-t-elle modifiée par rapport au cas d'une particule remontant dans un fluide au repos ?
Reprenons le cas d'une sphère pour simplifier la discussion (pour plus de détails sur des particules anisotropes en turbulence se référer à Voth & Soldati (2017)). Nous avons vu que l'une des principales difficultés liée à un écoulement turbulent est la large variété d'échelles (spatiales et temporelles) qui le constitue. Pour les comparer avec celles de la particule, nous pouvons à nouveau utiliser le nombre de Stokes. Cependant, dans un écoulement turbulent, le temps de réponse de la particule ne sera plus à comparer avec τ_I mais avec celui dissipatif, aussi appelé temps de Kolmogorov. Ce dernier est associé aux plus petits tourbillons de l'écoulement et est défini comme $\tau_\eta = \nu_f/\eta^2$. Nous distinguerons le nombre de Stokes en écoulement turbulent par l'indice η, tel que

$$St_\eta = \frac{\tau_p}{\tau_\eta} = \frac{\rho_*}{18}\frac{d_p^2}{\eta^2}. \tag{1.11}$$

Néanmoins comme le souligne Xu & Bodenschatz (2008), lorsque la particule est plus grande que l'échelle de Kolmogorov, elle filtre cette échelle, de même que toutes celles inférieures à d_p. Définir le nombre de Stokes sur le temps dissipatif n'est donc pas toujours le choix le plus pertinent. Pour tenir compte de cet effet de taille finie de la particule, une correction en fonction du Reynolds particulaire peut être appliquée (Xu & Bodenschatz, 2008; Good *et al.*, 2014). Mais quelle que soit sa définition, le nombre de Stokes a pour principal intérêt de déterminer le comportement de la particule dans l'écoulement. Par exemple, si il y un obstacle, la particule suivra-t-elle le fluide en contournant l'obstacle ($St_\eta << 1$) ou au contraire, du fait de son inertie rentrera-t-elle en collision avec ce dernier ($St_\eta >> 1$) ?
Dans le cas où la particule suit l'écoulement ($St_\eta << 1$), cette dernière est qualifiée de traceur (*"tracer"* en anglais). Sa vitesse est alors celle du fluide et sa dynamique est décrite par l'équation de Navier-Stokes, à savoir

$$\frac{D\mathbf{U_p}(t)}{Dt} = \frac{D\mathbf{U_f}(t)}{Dt} = \mathbf{g} - \frac{\nabla p}{\rho_f} + \nu_f \nabla^2 \mathbf{U_f}(t), \tag{1.12}$$

Avec p la pression et $\frac{D\mathbf{U_p}(t)}{Dt}$ la dérivée matérielle de la vitesse de la particule (égale à celle du fluide, $\frac{D\mathbf{U_f}(t)}{Dt}$. Dans le membre de droite, le premier terme correspond au poids, le deuxième aux forces de pression et le troisième aux forces visqueuses. Nous remarquons que pour garantir que $St_\eta << 1$, la particule doit à la fois être plus petite que l'échelle de Kolmogorov et neutre en densité, soit $d_p << \eta$ et $\rho_* \approx 1$. En mécanique des fluides expérimentale, ce type de particules est notamment utilisé pour caractériser un écoulement (soit remonter à son champs de vitesse, son énergie cinétique, k, ou encore au taux de dissipation, ϵ) par Particule Image Velocimetry (PIV) (Adrian & Westerweel, 2011). C'est la méthode qui a été utilisée durant la thèse. Elle sera donc décrite plus tard (Chapitre 2).
Si au contraire la particule ne suit pas l'écoulement et a sa propre dynamique ($St_\eta >> 1$), elle est qualifiée de particule inertielle (*"inertial particle"* en anglais). Il s'agit typiquement des particules dont la densité est très différente de celle du fluide ($1 << \rho_*$ ou $\rho_* >> 1$) avec

$d_p << \eta$. Dans ce cas, la turbulence est filtrée par la particule et n'aura aucun effet sur sa dynamique. Elle pourra donc être décrite par eq. (1.5), soit l'équilibre de flottabilité-traînée (Wang & Maxey, 1993).
Cependant, il existe une gamme intermédiaire de nombres de Stokes ($0.1 < St_\eta < 10$) pour laquelle l'écoulement exerce de nouvelles forces sur la particule (Good *et al.*, 2014; Voth & Soldati, 2017). La dynamique de cette dernière ne peut donc plus être décrite ni par eq. (1.5) ni par eq. (1.12), mais par

$$V_p \rho_p \frac{D\mathbf{U_p}(t)}{Dt} = (\rho_f - \rho_p) V_p \mathbf{g} + \frac{V_p \rho_f}{2} \frac{D\mathbf{U_p}(t)}{Dt} - \mathcal{D} - \mathbf{F_{M+}} + \mathbf{L}, \tag{1.13}$$

Avec les termes de droite correspondant par ordre d'apparence à (1) la flottabilité, (2) aux gradients de pression qui peuvent être assimilés à l'accélération du fluide à la position de la particule, (3) la traînée exercée par le fluide sur la particule, qui combine la traînée de Stokes et un terme d'histoire, (4) la masse ajoutée, correspondant à la force exercée par le déplacement du fluide, (5) la force de portance si la particule tourne sur elle même (Basset & Strutt, 1888; Maxey & Riley, 1983; Auton *et al.*, 1988). Néanmoins cette formulation n'est valide que pour des particules vérifiant $Re_p << 1$ et $dp \leq \eta$.
Pour tenir compte de la taille finie de la particule devant les échelles turbulentes, plusieurs corrections peuvent être appliquées, comme par exemples celle de Faxén, une correction en fonction de Re_p pour la traînée, ou encore en imposant une condition de non glissement de la vitesse du fluide autour de la particule. Malgré ces précautions, eq. (1.13) ne reste valide que si $d_p \leq 10\eta$ (Bourgoin & Xu, 2014), et ce même si la particule est quasiment neutre en densité (Mathai *et al.*, 2015). En effet, bien qu'une particule de taille finie filtre les échelles de l'écoulement plus petites que son diamètre, son sillage est plus complexe et exerce de nouvelles forces sur la particule qui ne sont pas prises en compte avec les corrections actuelles. L'accélération de la particule est donc sous-estimée avec les modèles classiques (Fig. 1.17) et ne permet pas de décrire proprement sa dynamique.

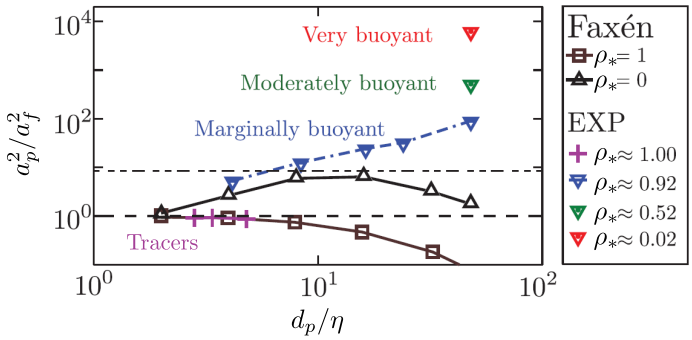


FIGURE 1.17 – Accélération moyenne d'une particule, a_p, remontant dans un écoulement turbulent ($Re_\lambda = 180$), en fonction de la taille de la particule, d_p. Elles sont respectivement normalisées par l'accélération moyenne du fluide, a_f, et l'échelle de Kolmogorov, η. La ligne "- - -" correspond à la valeur maximale atteinte avec la correction de Faxén pour des particules très flottantes ($\rho_* = 0$). Figure adaptée de Mathai *et al.* (2015).

Ainsi, à ce jour, bien que les outils numériques et expérimentaux de plus en plus performants, nous apportent des éléments de réponse (Bourgoin & Xu, 2014), nous ne sommes pas encore en mesure de décrire de manière analytique la dynamique, et donc la vitesse, d'une particule de taille finie remontant dans un écoulement turbulent. Est-il, néanmoins, possible d'anticiper et de quantifier l'influence de turbulence sur la vitesse de la particule ? Cette question est d'autant plus importante que les micro-plastiques se trouvent justement dans la gamme intermédiaire de St_η, l'échelle de Kolmogorov de l'océan étant de l'ordre du millimètre (Vallis, 2017).
Tout d'abord, nous précisons que, par la suite, $\overline{W_p}$ fera référence à la vitesse moyenne de remontée de la particule dans l'écoulement turbulent et W_b à celle d'une particule dans un fluide au repos, qualifiée de vitesse de Stokes.
Nous avons vu précédemment que pour comparer les échelles de taille entre la particule et l'écoulement, le nombre de Stokes turbulent était utilisé. Pour comparer les échelles de vitesse, un nouveau nombre sans dimension est introduit : le nombre de Rouse. Plus précisément, ce nombre compare le taux de turbulence par rapport à la flottabilité de la particule. Si le taux de turbulence peut être caractérisé par une vitesse correspondant à $\sqrt{k}$, avec k l'énergie cinétique turbulente, la flottabilité de la particule est quant à elle caractérisée par W_b. Le nombre de Rouse est donc défini comme :

$$Rou = \frac{W_b}{\sqrt{k}}. \tag{1.14}$$

Cette définition a aussi pour avantage de pouvoir définir Rou même si la vitesse de remontée de la particule n'est pas accessible, comme c'est parfois le cas dans des suspensions détaillées ci-après. Ainsi, grâce à Rou il est possible de quantifier l'influence de l'écoulement dans de nombreuses configurations.
Nielsen (1993), le premier, a montré que la turbulence impacte la dynamique de la particule uniquement si celle-ci est suffisamment énergétique, avec un seuil à $Rou = 0.25$ (Fig. 1.18(a)). Si $Rou < 0.25$, soit pour des vitesses de l'écoulement plus grandes que celle de la particule, $\overline{W_p}$ est supérieure à W_b et dépend linéairement de $\sqrt{k}$ (Nielsen, 1993; Good *et al.*, 2014). En effet, dans ce cas, la particule est entraînée par l'écoulement et contourne les tourbillons, en passant dans des zones de fort étirement où le cisaillement est maximal (vorticité très faible), ce qui augmente sa vitesse moyenne par rapport à celle de Stokes (Good *et al.*, 2014).
Au contraire, lorsque $Rou > 0.25$, la vitesse de la particule est suffisamment grande devant celle de l'écoulement pour que, la particule ne contourne plus le tourbillon, mais le traverse. Sa vitesse relative par rapport à celle de l'écoulement est donc plus importante ce qui tend à augmenter la traînée induite par le fluide (Fornari *et al.*, 2016*b*). $\overline{W_p}$ est alors plus faible que la vitesse de Stokes (Fig. 1.18(a)). Ce phénomène est d'autant plus marqué que $\rho_* \approx 1$, soit pour de petits nombres de Galilée pour lesquels $\overline{W_p}$ peut être diminuée de 60 % par rapport à W_b (Fig. 1.18(b)). A noter que le nombre de Galilée étant contrôlé par à la fois ρ_* et d_p, il a été vérifié que pour un Ga_s obtenu soit en variant ρ_* pour une taille donnée (triangle vert Fig. 1.18(b)), soit en variant d_p pour ρ_* fixée (courbe bleue Fig. 1.18(b)), la même diminution de $\overline{W_p}$ était trouvée.
Enfin lorsque $Rou \to 1$, la vitesse de la particule dans un écoulement tend vers celle dans un fluide au repos (Good *et al.*, 2014).

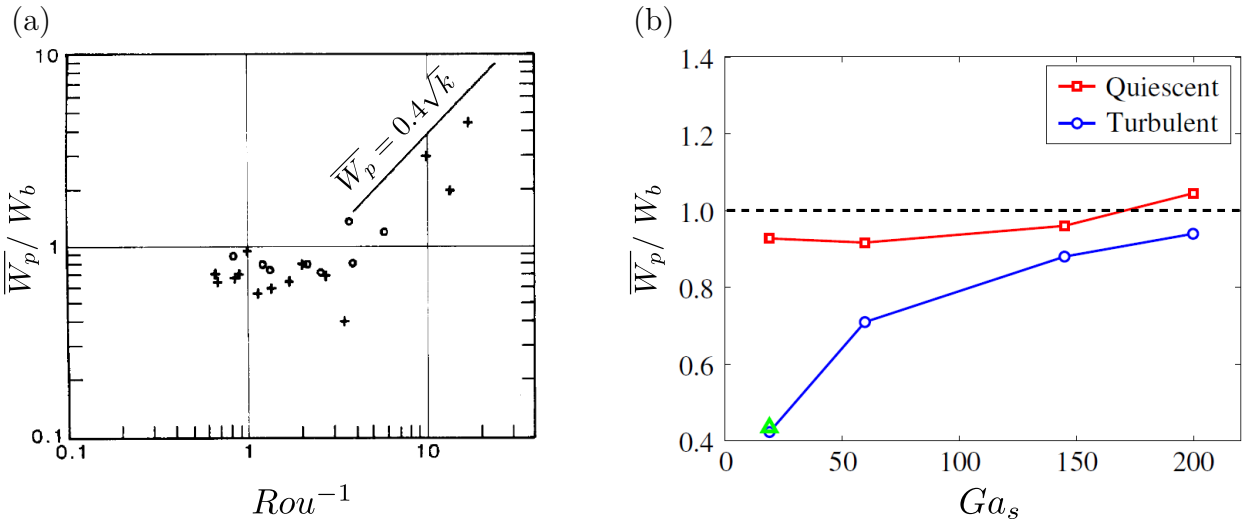


FIGURE 1.18 – (a) Vitesse moyenne de remontée d'une particule dans un écoulement turbulent, W_p, normalisée par la vitesse de Stokes, W_b, en fonction de l'inverse du nombre de Rouse, *Rou*. Figure adaptée de Nielsen (1993). (b) Rapport de W_p/W_b en fonction du nombre de Galilée, *Ga*. Figure adaptée de Fornari *et al.* (2016*b*).

Dans le cas des micro-plastiques, une estimation de *Rou* en lien avec les vitesses de la turbulence océanique est donc nécessaire pour (1) savoir quels sont les mécanismes qui vont les mélanger dans la colonne d'eau et (2) anticiper les variations de $\overline{W_p}$ par rapport à W_b (Section 1.6).

1.5.2 Suspension de particules

Enfin, nous nous intéressons à une suspension de particules. En effet, bien que nous ne connaissions pas le nombre exact de plastiques à la dérive dans nos cours d'eau, nous savons que l'océan est une *soupe de plastique*. Introduire la dynamique d'une suspension est donc important.
Tout d'abord, une suspension est caractérisée par la forme non-dimensionnelle de la concentration en particule, soit la fraction volumique, ϕ_p, définie comme :

$$\phi_p = \frac{V_p}{V_f}, \tag{1.15}$$

avec V_p le volume total occupé par les particules dans le volume de fluide, V_f. En fonction de ϕ_p, la suspension est qualifiée de très diluée ($\phi_p \leq 10^{-4}$), diluée ($10^{-4} < \phi_p < 10^{-2}$), dense ($10^{-2} < \phi_p < 10^{-1}$) ou très dense ($\phi_p > 10^{-1}$).
De plus, dans une suspension, deux types de particules sont à distinguer : celles dont $d_p \approx \eta$ avec $\rho_* \neq 1$ et celles dont $\eta < d_p << L_{int}$ avec $\rho_* \approx 1$. Nous rappelons que les premières sont qualifiées de particules inertielles et les secondes de particules de taille finie. En fonction de la catégorie à laquelle la particule appartient, l'influence de la turbulence sur sa dynamique (et notamment $\overline{W_p}$) est différente (Wang & Maxey, 1993; Nielsen, 1993; Good *et al.*, 2014; Fornari *et al.*, 2016*b*).

1.5.2.1 Suspension dans un fluide au repos

Dans un fluide au repos, la vitesse moyenne des particules dans une suspension diminue à mesure que ϕ_p augmente. En effet, si le fluide est incompressible, le déplacement de la suspension induit un mouvement fluide dans la direction contraire, pour respecter la conservation du volume. Plus la suspension est dense et plus le volume de fluide déplacé sera grand, ce qui augmente la traînée du fluide sur les particules et donc diminue $\overline{W_p}$. Ce phénomène d'entrave du fluide sur l'ascension des particules est qualifié de *"hindering effect"* en anglais. Richardson & Zaki (1954), les premiers, ont proposé un modèle pour prédire cette diminution de $\overline{W_p}$ en fonction de ϕ_p. La loi proposée, valable pour $\phi_p \leq 0.25$, est du type

$$\overline{W_p} = C(1 - \phi_p)^n. \tag{1.16}$$

Des améliorations, en faisant varier C et n en fonction de Re_p, ont par la suite été proposées pour étendre cette loi à des Reynolds particulaires plus élevés (Yin & Koch, 2007). En effet, lorsque $Re_p >> 1$, nous avons vu précédemment que le sillage de la particule se complexifie, avec une première transition lorsque $Re_p \approx 210$ (ou $Ga \approx 155$) pour la sphère. Ceci conduit, lorsque $\phi_p \geq 10^{-3}$, à une réorganisation spatiale des particules qui s'alignent suivant la verticale (Uhlmann & Doychev, 2014; Huisman *et al.*, 2016). La formation de ces amas ("cluster" en anglais) induit une augmentation locale de la vitesse des particules se trouvant dans le sillage d'une autre (Uhlmann & Doychev, 2014). Ainsi dans une suspension et pour des particules de taille finie, $\overline{W_p}$ a tendance à augmenter par rapport à celle de Stokes (Fig. 1.19). Cet effet semble cependant moins marqué pour des $Ga > 310$, probablement à cause des interactions plus complexes entre des sillages chaotiques (Fig. 1.19).

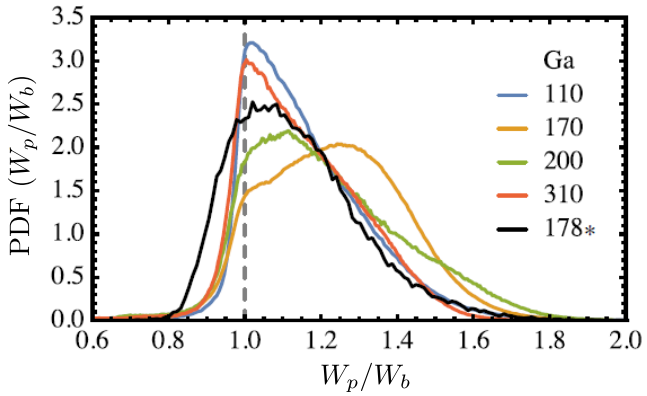


FIGURE 1.19 – Densité de probabilité de la vitesse des particules, W_p, normalisée par celle de Stokes, W_b. Chaque courbe correspond à W_p/W_b pour une suspension de particules ($\phi_p = 0.005$) à différents nombres de Galilée, Ga. Figure adaptée de Huisman *et al.* (2016).

1.5.2.2 Suspension dans un écoulement turbulent

Dans un écoulement turbulent, les choses sont plus complexes car la dynamique de la particule ne dépend plus uniquement de la taille, de la forme et du temps de réponse de la particule mais aussi des échelles et des temps caractéristiques de l'écoulement turbulent (Aliseda

et al., 2002). Des interactions plus complexes en fonction de St_η et de ϕ_p surviennent alors (Fig. 1.20).

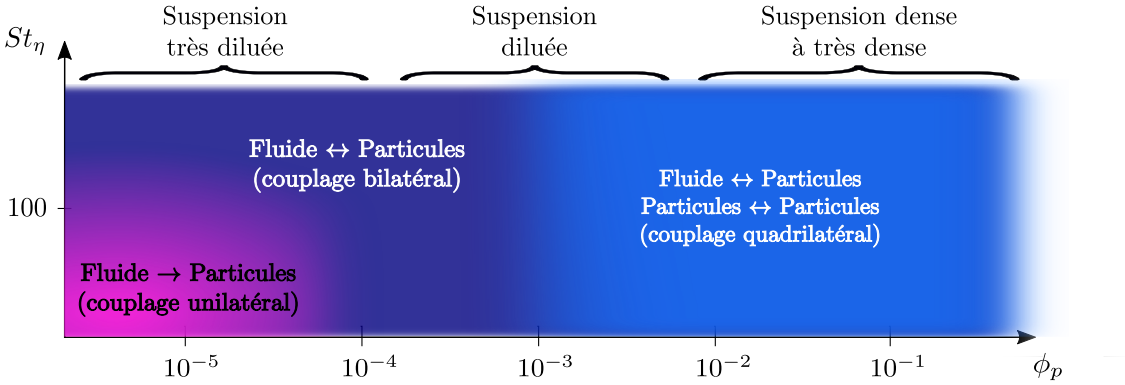


FIGURE 1.20 – Carte schématique des interactions entre les particules et l'écoulement turbulent. ϕ_p est la fraction volumique en particule et St_η le nombre de Stokes turbulent. Figure inspirée de Elghobashi (1994).

Si la suspension est très diluée, l'écoulement n'est pas perturbé par la présence des particules, et ce même si elles sont de taille finie avec des sillages complexes (Parthasarathy & Faeth, 1990; Mizukami *et al.*, 1992). On parle alors de couplage unilatéral (*"one-way coupling"* en anglais) du fluide sur les particules. Généralement, pour ce type de suspension, les particules peuvent être assimilées à des particules isolées et leur dynamique est décrite comme détaillé à la Section 1.5.1. Néanmoins si la densité des particules est très différente de celle du fluide, ces dernières peuvent se répartir de manière inhomogène dans le volume (Fig. 1.21), et ce même si $d_p \approx 10\,\eta$ (Wood, 2005).

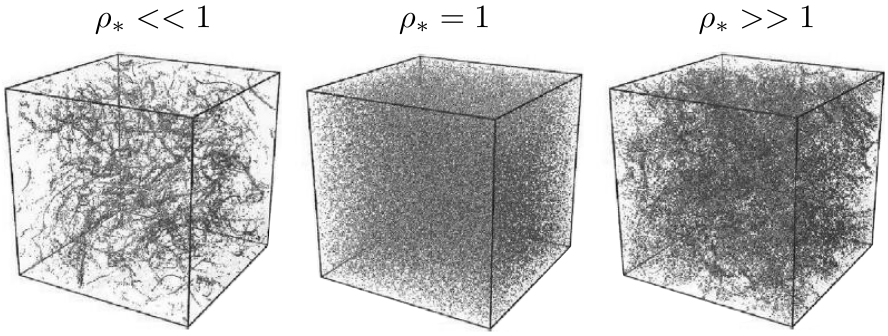


FIGURE 1.21 – Distribution spatiale instantanée de particules ($St_\eta = 0.6$) dans un écoulement turbulent homogène isotrope ($Re_\lambda = 75$). Figure tirée de Calzavarini *et al.* (2008).

Il est aujourd'hui majoritairement utilisé une métrologie basée sur la tesselation de Voronoï pour mesurer la concentration locale dans ces amas de particules. Plus de détails sur ce sujet sont disponibles dans Monchaux *et al.* (2010) pour les particules inertielles et Uhlmann (2020) pour celles de taille finie. Grâce à cette méthode, il a été observé que localement la concentration pouvait aller jusqu'à 30 fois la concentration initiale (Huck *et al.*, 2018). Les particules ne peuvent donc plus être assimilées à des particules isolées. Cependant, l'influence

sur leur vitesse moyenne sera différente selon le signe de leur flottabilité. En effet, en fonction de ce dernier, elles ne s'accumulent pas dans les mêmes zones de l'écoulement (Fig. 1.22).

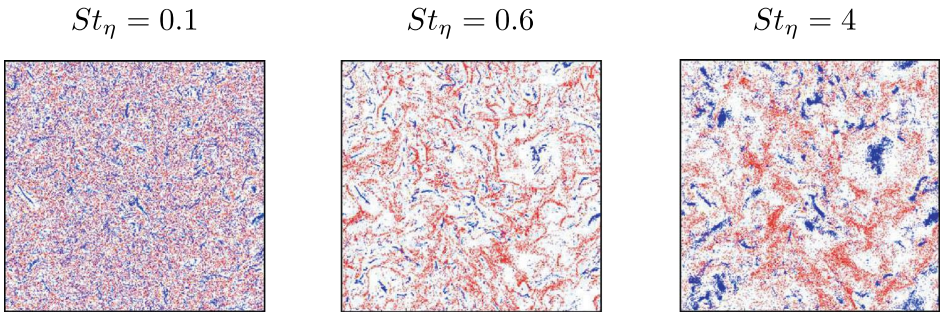


FIGURE 1.22 – Distribution spatiale instantanée de particules légères (bleu) et lourdes (rouge). Les distributions des deux types de particules ont été obtenues indépendamment par DNS et ont été superposées pour le rendu graphique. Figure tirée de Calzavarini *et al.* (2008).

Les plus légères ($\rho_* << 1$) se concentrent aux centres des tourbillons, ce qui a tendance à diminuer $\overline{W_p}$ par rapport à W_b (Mathai *et al.*, 2020). Les plus lourdes ($\rho_* >> 1$), quant à elles, sont éjectées des tourbillons par la force centrifuge et se retrouvent plutôt dans les zones de fortes vorticités, ce qui conduit à une augmentation, pouvant aller jusqu'à 50 %, de $\overline{W_p}$ par rapport à W_b (Wang & Maxey, 1993). Ce phénomène de concentration préférentielle est d'autant plus marqué que St_η est proche de 1.6 (Mathai *et al.*, 2020). En revanche, les particules neutres en densité ($\rho_p \approx \rho_f$) ne forment pas d'amas (Fig. 1.21), et ce même pour des particules de taille finie dont $d_p = 17\eta$, vérifiant pourtant $St_\eta \approx 1$ (Homann & Bec, 2010; Fiabane *et al.*, 2012, 2013). Elles peuvent donc, dans des suspensions très diluées, être assimilées à des particules isolées et leur dynamique pourra être décrite comme détaillé à la Section 1.5.1. Nous remarquons que la différence de comportement entre particules inertielles et de taille finie, malgré un nombre de Stokes équivalent, témoigne l'importance de dissocier les effets de taille et d'écart en densité. Ceci pose la question de la pertinence d'utiliser St_η pour caractériser la dynamique de particules dans des suspensions (Fiabane *et al.*, 2012).
Lorsque ϕ_p augmente et que la masse totale des particules est équivalente à celle du volume de fluide déplacé par ces dernières, l'influence des particules sur l'écoulement devient non négligeable (Fornari *et al.*, 2016*a*). On parle alors de couplage bilatéral ("two-way coupling" en anglais) entre le fluide et les particules. Dans ce cas, la présence des particules modifie la dynamique de l'écoulement, en augmentant ou diminuant la turbulence selon les valeurs de ϕ_p, d_p/η et ρ_* (Lucci *et al.*, 2010; Cisse *et al.*, 2015). Pour les particules inertielles, pour lesquelles des amas sont toujours visibles, ce couplage induit une augmentation de $\overline{W_p}$ également de l'ordre de 50 % par rapport à celle de Stokes (Bosse *et al.*, 2006). Pour les particules de taille finie ($d_p > 30\eta$, soit $St_\eta \approx 100$), le couplage bilatéral survient plus tôt que pour les particules inertielles, en apparaissant même pour des suspensions très diluées (Cisse *et al.*, 2015). Cependant il ne semble pas affecter leur vitesse de remontée moyenne (Fornari *et al.*, 2019).
Lorsque la fraction volumique augmente encore et excède 10^{-3}, des interactions entre particules surviennent, en plus de celles évoquées précédemment. On parle alors de couplage

quadri-latéral ("*four-way coupling*" en anglais), mais ce dernier est encore mal compris.
Pour les particules inertielles, il conduit également à la formation d'amas de particules dans des zones de hautes vorticité (Wang & Maxey, 1993). Cependant, les mécanismes induisant la formation de ces derniers dans des suspensions denses, ne sont pas, à ce jour, clairement identifiés (Huck *et al.*, 2018). Il a été observé d'une part des corrélations entre ces amas avec les échelles turbulentes, faisant penser qu'ils sont contrôlés par la turbulence (Aliseda *et al.*, 2002). D'autre part, des variations de vitesses locales plus fortes ont été trouvées pour des taux de turbulence faibles, faisant penser que ces amas sont contrôlés par des interactions entre particules (Huck *et al.*, 2018). Néanmoins, comme précédemment, la formation d'amas conduit à une augmentation de $\overline{W_p}$. Cette augmentation a récemment été trouvée proportionnelle à la vitesse du fluide environnent, en variant comme $0.2\sqrt{k}$ (Huck *et al.*, 2018). Cette dépendance est très proche de celle trouvée pour des particules isolées de taille finie (Fig. 1.18(a)). Les particules inertielles regroupées en amas finiraient elles par se comporter comme des particules de taille finie isolées ?
Pour l'instant les arguments pour expliquer l'augmentation de $\overline{W_p}$ sont plutôt orientés vers l'étude des variations locales de vitesse et de concentration. Aliseda *et al.* (2002) ont proposé un modèle de prédiction de $\overline{W_p}$ en fonction de la concentration locale, mais il semblerait que la taille des amas viennent aussi jouer un rôle, notamment pour $10^{-3} \leq \phi_p < 10^{-2}$ (Huck *et al.*, 2018). En effet, à de telles concentrations l'entrave du fluide (soit *hindering effect*) devient à nouveau non négligeable et vient contrebalancer l'augmentation $\overline{W_p}$ induite par la sur-concentration locale en particule. $\overline{W_p}$ tend alors vers la vitesse d'une particule isolée (Wang & Maxey, 1993; Huck *et al.*, 2018).
Concernant les particules de taille finie, les résultats sont surprenants et très différents de ceux obtenus pour les particules inertielles (Fornari *et al.*, 2016*a*). A mesure que ϕ_p augmente, la vitesse moyenne des particules diminue par rapport à celle d'une particule isolée dans un fluide au repos (Fig. 1.23). De plus, cette différence par rapport à W_b augmente avec le taux de turbulence (Fornari *et al.*, 2016*a*). Fornari *et al.* (2016*a*) expliquent ceci par une augmentation de la traînée non linéaire générée par le fluide sur la particule et les interactions entre les sillages complexes des particules. A noter que cette diminution est plus importante que pour un fluide au repos si $\phi_p < 0.05$. Pour une fraction volumique plus grande, c'est cette dernière qui contrôle les variations de $\overline{W_p}$, l'influence de la turbulence devient alors négligeable (Fornari *et al.*, 2019). Sur la figure 1.23 cela se traduit pas le rapprochement des courbes rouge et bleue à $\phi_p > 0.02$.

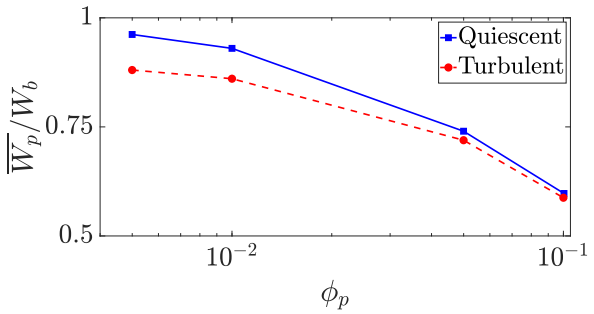


FIGURE 1.23 – Vitesse de sédimentation moyenne, $\overline{W_p}$, de particules de taille finie en fonction de la fraction volumique, ϕ_p. La vitesse moyenne est normalisée par celle de Stokes, W_b. Figure adaptée de Fornari *et al.* (2019).

A ce stade, nous avons discuté des suspensions dans un écoulement turbulent homogène isotrope. Nous faisons une dernière remarque sur les suspensions très denses ($\phi_p > 10^{-2}$) dans un écoulement turbulent dont l'intensité décroît avec z, à l'image de la turbulence océanique proche de la surface (Section 1.6). Ce type d'écoulement peut être généré en laboratoire par un dispositif de grille oscillante (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976). Dans un tel dispositif, deux types de profils verticaux de concentration, $n_p(z)$, ont été observés (Fig. 1.24(a)).
Le premier profil est une décroissance monotone de la concentration (trait pointillé 1.24(a)). Il s'agit notamment de la forme de $n_p(z)$ classiquement supposée dans le cadre de la pollution plastique (Kukulka *et al.*, 2012). Le second profil correspond, quant à lui, à une concentration homogène jusqu'à une certaine altitude, z_{max}, appelée front ou *lutocline* (traits plein et mixte Fig. 1.24(a)). Bien que les mécanismes pour expliquer ces deux types de comportements ne soient pas clairement identifiés, nous les savons reliés aux interactions entre les particules et l'écoulement turbulent (Noh & Fernando, 1991; Michallet & Mory, 2004; Bennett *et al.*, 2014). Ce dernier peut être fortement impacté par la présence des particules, avec dans le cas de la formation d'un front, la dissipation complète de la turbulence sur la hauteur de la suspension (Fig. 1.24(b) et (c)).

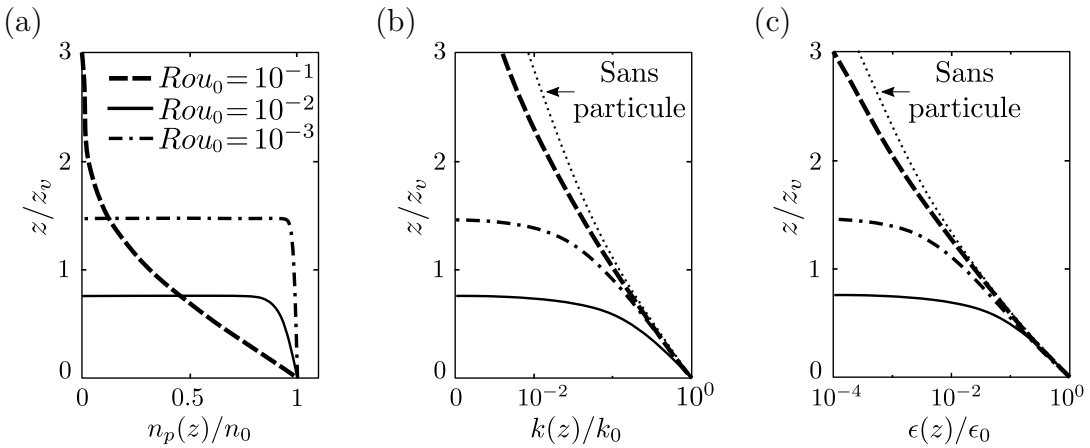


FIGURE 1.24 – Profils verticaux de (a) la concentration en particules, $n_p(z)$, (b) l'énergie cinétique de l'écoulement, $k(z)$, et (c) le taux de dissipation, $\epsilon(z)$. Toutes les quantités sont normalisées par leur valeur à la position d'injection de l'énergie, z_v. Figures adaptées de Michallet & Mory (2004).

Pour expliquer cela, un nombre de Rouse local, $Rou(z) = W_b/\sqrt{k(z)}$, est utilisé (Bennett *et al.*, 2014). Il permet de traduire les interactions entre l'écoulement et les particules, en transcrivant la capacité de la turbulence à les mettre en suspension. Si $Rou(z) > 1$ pour tout z, $n_p(z)$ décroît de manière monotone et l'écoulement turbulent n'est pas perturbé (Fig. 1.25(a)). A contrario, si $Rou(z) < 1$ pour tout z, un front apparaît et la turbulence est atténuée avec l'augmentation de ϕ_p (Fig. 1.25(b)). En effet, si le nombre de particules à maintenir en suspension est important, toute l'énergie de l'écoulement sera dissipée pour contrebalancer la flottabilité de chaque particule. Ainsi z_{max} et le seuil d'apparition du front dépendent de la concentration en particules. Plus spécifiquement ces deux quantités

dépendent du nombre de particules réellement en suspension, ϕ_∞ (Huppert *et al.*, 1995). Pour comparer la flottabilité des particules par rapport aux échelles globales de l'écoulement tout en tenant compte de ϕ_∞, un nombre de Richardson, Ri_0, basé sur L_{int} et l'échelle d'injection de l'énergie, k_0, tel que

$$Ri_0 = \frac{g(1-\rho_*)L_{int}}{k_0}\phi_\infty, \tag{1.17}$$

est utilisé. En l'associant avec un nombre de Rouse global, $Rou_0 = W_b/\sqrt{k_0}$, il a été montré que $z_{max} \propto (Rou_0 Ri_0)^{-1/4}$ (Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004; Gratiot *et al.*, 2005).
Le seuil de transition d'un type de profil à l'autre est, à ce jour, mal défini et varie d'une étude à l'autre. Il semble cependant dépendre à la fois de Rou_0 et de Ri_0 (Noh & Fernando, 1991; Bennett *et al.*, 2013, 2014).

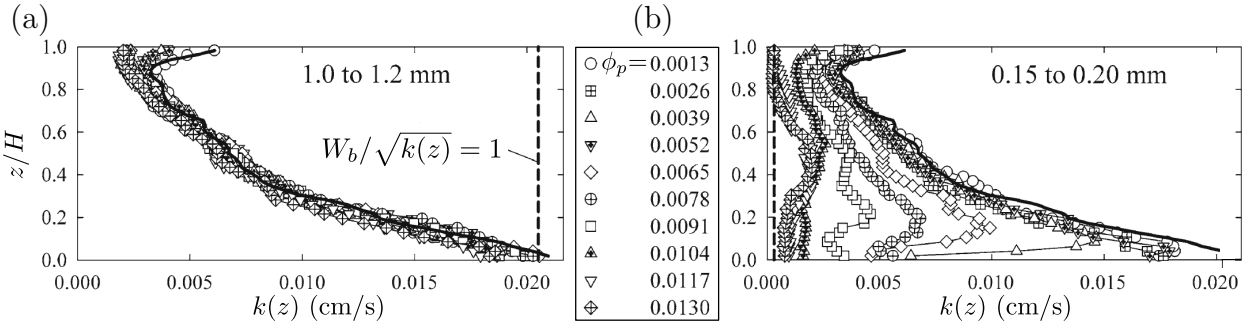


FIGURE 1.25 – Profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente, $k(z)$, en fonction de la fraction de particules, ϕ_p, pour deux diamètres de particules, soit deux flottabilités. Le trait plein correspond à un écoulement sans particule. La même légende est utilisée pour les 2 graphes. Figures adaptées de Bennett *et al.* (2014).

1.5.3 Cas de cette thèse

En conclusion de cette section, nous avons vu que la dynamique de particule est extrêmement complexe et riche. Nous rappelons que l'objectif de cette thèse est de modéliser la pollution plastique océanique, en nous focalisant sur une gamme de déchets plastiques : les micro-plastiques. Pour tenter de mieux comprendre l'influence de leurs propriétés sur leur distribution verticale, nous proposons une étude expérimentale en laboratoire.
Nous considérons une suspension de particules flottantes aussi bien de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov que plus grande, mais vérifiant toujours $Re_p < 210$.
De plus, pour limiter encore plus les effets collectifs qui complexifient la compréhension des phénomènes, une suspension peu dense est étudiée ($\phi_p = 10^{-4}$). Cela est également motivé par les observations de terrain, qui montrent que malgré un grand nombre de déchets à la dérive dans nos océans et nos mers, leur concentration volumique en surface restent relativement faible (en moyenne 0.2 morceau/m^3 pour les grands micro-plastiques et 27 morceaux/m^3 pour les petits micro-plastiques, Poulain *et al.* (2019)). Concernant les valeurs du nombre de Rouse, il est actuellement difficile de trancher et d'anticiper son influence sur la distribution verticale des particules. Nous avons donc laissé ce paramètre libre.

L'étude de cette suspension de particules flottantes sera étudiée en privilégiant une approche Eulérienne, actuellement utilisée pour corriger les mesures de terrain. Nous nous baserons donc sur l'équilibre des flux entre celui turbulent et celui de flottabilité. Cependant, cette étude ne peut se faire sans comprendre, en parallèle, l'écoulement turbulent dans lequel sont mélangées les particules. Ceci suppose d'identifier les processus clefs du mélange et les paramètres appropriés pour les décrire.

1.6 Processus de mélange dans l'océan

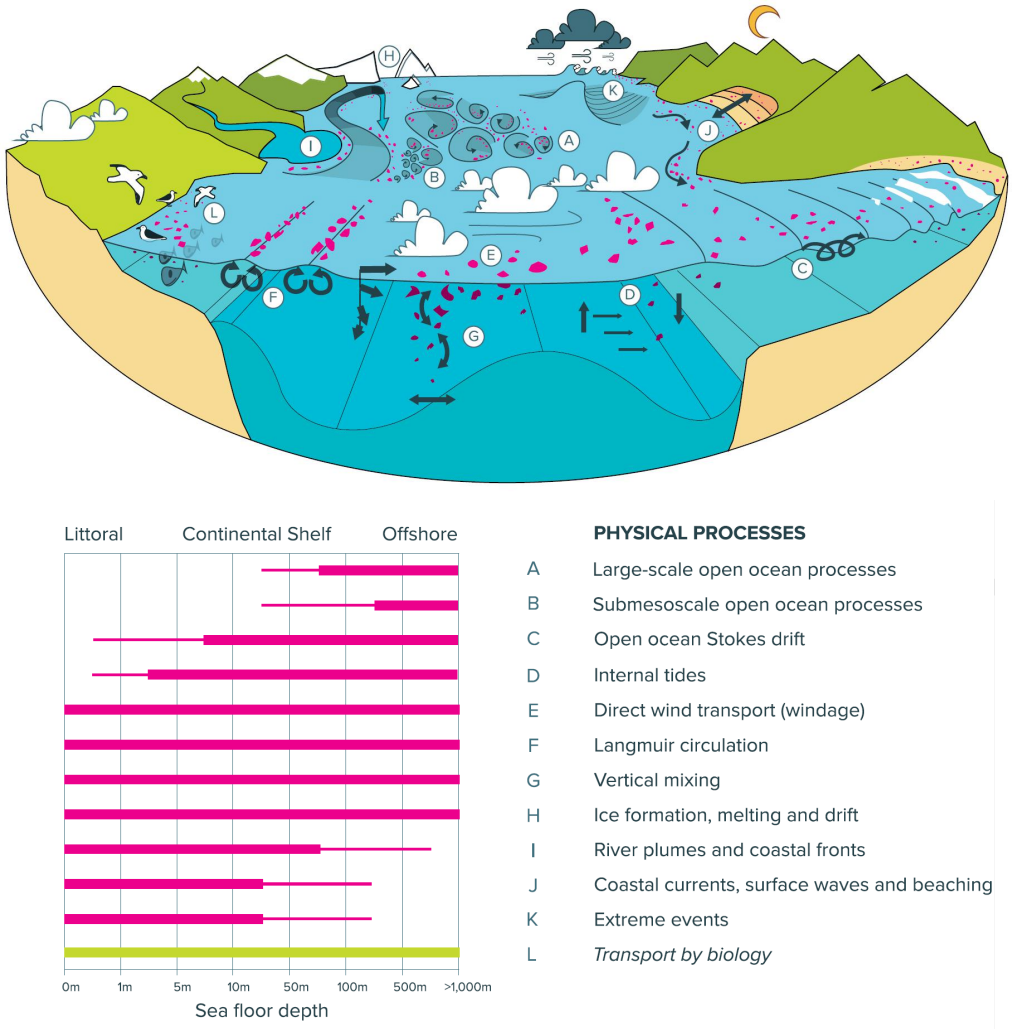


FIGURE 1.26 – Représentation schématique des processus océaniques générant de la turbulence (haut de la figure). La Table (bas de la figure) indique l'importance relative de chaque processus sur le transport des plastiques en fonction des régions (littoral, côtier ou haute mer). L'épaisseur des traits indique le degré d'importance (trait épais = importance élevée et trait fin = importance moindre). Le transport par la voie biologique n'étant pas un processus physique, il a été représenté en vert. Figure tirée de Van Sebille *et al.* (2020).

Nous rappelons que le transport des plastiques est décrit par un équilibre des flux entre celui turbulent et celui de flottabilité (eq. (1.5)). Le flux turbulent modélise l'influence de la turbulence océanique sur le transport des plastiques et est caractérisé par une diffusivité turbulente, A_0. L'utilisation d'un modèle de diffusivité turbulente assure une description générique du problème. Toutefois, pour que ce modèle de A_0 reproduise fidèlement la turbulence océanique, il faut dans un premier temps bien la comprendre. Celle-ci est extrêmement complexe et fait intervenir un très grand nombre de processus, dont les échelles spatio-temporelles diffèrent (Fig. 1.26). Par exemple, en haute mer (loin des côtes), des processus allant de quelques dizaines de mètres à plusieurs centaines de kilomètres peuvent se développer ; près des côtes, il s'agit plutôt des processus pouvant aller de quelques mètres à une dizaine de kilomètres.
Nous rappelons que, dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la compréhension du transport vertical dans le but de corriger les mesures de terrain réalisées en haute mer. Ainsi les principaux processus à considérer sont le pompage d'Ekman, les tourbillons meso-échelle, ceux submeso-échelle, tels que les fronts, les cellules de convection, le vent et les vagues déferlantes, et les cellules de Langmuir [2]. Cependant, parmi ces processus, tous n'ont pas le même impact sur le transport vertical des plastiques qui flottent à la surface de nos océans et nos mers. Pour parvenir à entraîner les plastiques vers le bas, il faut vérifier que $Rou \leq 1$, c'est à dire que les vitesses verticales associées à ces différents processus soient supérieures, ou à minima du même ordre de grandeur que la vitesse de remontée des micro-plastiques.
Nous savons que celle-ci varie entre quelques mm/s et plusieurs cm/s (Brunner *et al.*, 2015; Reisser *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019). Si nous mettons cette information en regard des données de la Table 1.1, répertoriant les échelles et vitesses verticales caractéristiques des processus listés plus haut, nous déduisons que les processus effectivement susceptibles de mélanger les plastiques dans la colonne d'eau sont : les **tourbillons à submeso-échelle** comme les fronts, le **vent et les vagues déferlantes**, les **cellules de convection** associées aux cycles journaliers ou saisonniers, et les **cellules de Langmuir**.

A noter que les processus à grande et meso-échelles vont plutôt influencer la distribution horizontale des plastiques. Les premiers, comme le pompage d'Ekman induit par le vent en surface et la force de Coriolis, sont à l'origine des 5 *gyres* océaniques où s'acculent les plastiques (Fig. 1.3(a-b)) (Eriksen *et al.*, 2014; Van Sebille *et al.*, 2015). Les seconds vont entraîner des sur-concentrations locales dans les tourbillons anti-cycloniques (Brach *et al.*, 2018).
Mais comment décrire la dynamique verticale des processus mélangeant les micro-plastiques dans la colonne d'eau ? Nous présentons dans la section suivante différents modèles pour la diffusivité turbulente.

2. L'ensemble de ces processus est détaillé dans l'article de review, Van Sebille *et al.* (2020), auquel j'ai pu participer dans le cadre de ma thèse. Cet article porte sur les processus océaniques à l'origine du transport (horizontal et vertical) des déchets plastiques. Il fait une synthèse de l'état de l'art sur ces processus et notre compréhension actuelle de ces derniers. Une mise en avant des verrous actuellement rencontrés est aussi proposée dans cet article, en donnant des pistes d'outils numériques, d'expériences de laboratoire et de mesures de terrain pouvant aider à les lever. Des recommandations sur certaines unifications sont également suggérées dans cet article.

Processus océaniques	Echelle spatiale verticale	Vitesse verticale moyenne
Cellule de Langmuir	Entre 5 et 50 m (Thorpe, 2004), en lien avec l'épaisseur de mélange de la dérive de Stokes (Wang *et al.*, 2018).	Quelques cm/s pouvant aller jusqu'à 20 cm/s, augmentant avec la vitesse du vent en surface et la dérive de Stokes (Leibovich, 1983; Weller *et al.*, 1985; Harcourt & D'Asaro, 2008).
Vent et vagues déferlantes	$<$ 10 m (Sullivan *et al.*, 2007), en lien avec la hauteur significative des vagues (Terray *et al.*, 1996).	5cm/s (Sullivan *et al.*, 2007).
Cellule de convection	Entre 10 et 1 000 m.	Entre 2 et 4 cm/s en côtier et entre 2 et 12 cm/s en hauturier dans l'océan polaire (Schott & Leaman, 1991; Gawarkiewicz & Chapman, 1995; Lavender *et al.*, 2002).
Fronts (submeso-échelle)	$\sim$ 40 m (D'Asaro *et al.*, 2017).	$\sim$ 1 cm/s (D'Asaro *et al.*, 2017; Taylor, 2018).
Pompage d'Ekman	Entre dix et quelques centaines de mètre.	Quelques dizaines m/an (soit quelques μm/s) (Johnson *et al.*, 2001).

TABLE 1.1 – Echelles et vitesses verticales caractéristiques des processus océaniques induisant du transport vertical en haute mer. Ils sont classés par ordre décroissant des vitesses verticales. Table tirée de Van Sebille *et al.* (2020).

1.6.1 Modélisation de $A_0(z)$

Comme évoqué précédemment, la diffusivité turbulente verticale peut être supposée constante lorsque les gradients de vitesse de l'écoulement sont faibles (Ardhuin & Jenkins, 2006). En pratique, cela est rarement le cas. Pour comprendre et décrire proprement la dynamique verticale des processus océaniques, A_0 est modélisée comme une fonction de z par les océanographes. Du fait du grand nombre de processus à l'origine de la turbulence océanique et de notre difficulté à comprendre leur dynamique, des lois paramétriques pour $A_0(z)$ sont le plus souvent proposées. Les principales utilisées sont détaillées ci-dessous.
Par analyse dimensionnelle nous retrouvons que $A_0(z)$ (m^2/s) est proportionnelle à une longueur multipliée par une vitesse. Cette longueur est une longueur dite de mélange, notée $L_m(z)$, et la vitesse n'est rien d'autre que la quantité d'énergie fournie par l'écoulement en surface. Elle peut donc être vue de manière plus générique, comme $\sqrt{k_S}$, où k_S est l'énergie globale fournie par l'écoulement à la surface libre. Ainsi, nous pouvons écrire que

$$A_0(z) \propto L_m(z)\sqrt{k_S}. \tag{1.18}$$

En mécanique des fluides, ce modèle est appelé modèle $k - L_m$ (Pope, 2000). La difficulté pour bien appliquer ce modèle est de correctement estimer L_m et k_S. Actuellement en océa-

nographie deux modèles paramétriques sont utilisés.
Le premier est la *loi à la paroi* (*"law of the wall"* en anglais). C'est historiquement le premier modèle à avoir été utilisé pour estimer $A_0(z)$, par analogie avec ce qui était connu de la littérature dans un écoulement cisaillé proche d'une paroi solide (Craig & Banner, 1994). Dans ce cas, il est possible d'exprimer la longueur de mélange comme :

$$L_m(z) = \kappa(|z| + z_0), \tag{1.19}$$

Avec $\kappa = 0.41$ la constante de Von Kármán, z la distance à la paroi / la surface libre et z_0 la hauteur de la rugosité (*"roughness length"* en anglais), représentant l'élévation de la surface par rapport à sa position au repos. Dans un cisaillement pur, la quantité d'énergie est fournie dans une unique direction, par exemple x. Ainsi, $\sqrt{k_S}$ peut être approximée comme la composante de la vitesse dans cette direction, u. Cependant il ne s'agit pas directement de la vitesse du vent à la surface de l'océan mais de celle de friction, u_* qui en résulte. En pratique, nous utilisons $u_* = U_{10}\sqrt{C_D}$, avec U_{10} la vitesse à 10 m au-dessus de la surface et C_D le coefficient de traînée. Cette expression est basée sur une hypothèse de profil de vitesse logarithmique et une paramétrisation de la traînée induite sur la surface libre (Large & Pond, 1981; Smith, 1988).
Ainsi dans le modèle de la *loi à la paroi*, $A_0(z)$ est exprimée comme :

$$A_0(z) = \kappa u_*(|z| + z_0). \tag{1.20}$$

Il a été montré que ce modèle permettait une première approximation de $L_m(z)$ et $A_0(z)$ entre 10 et 40 m sous la surface (Fig. 1.27(a-b)) avec un accord pouvant être plus ou moins bon en fonction de la latitude et de l'orientation du vent (Zikanov *et al.*, 2003).

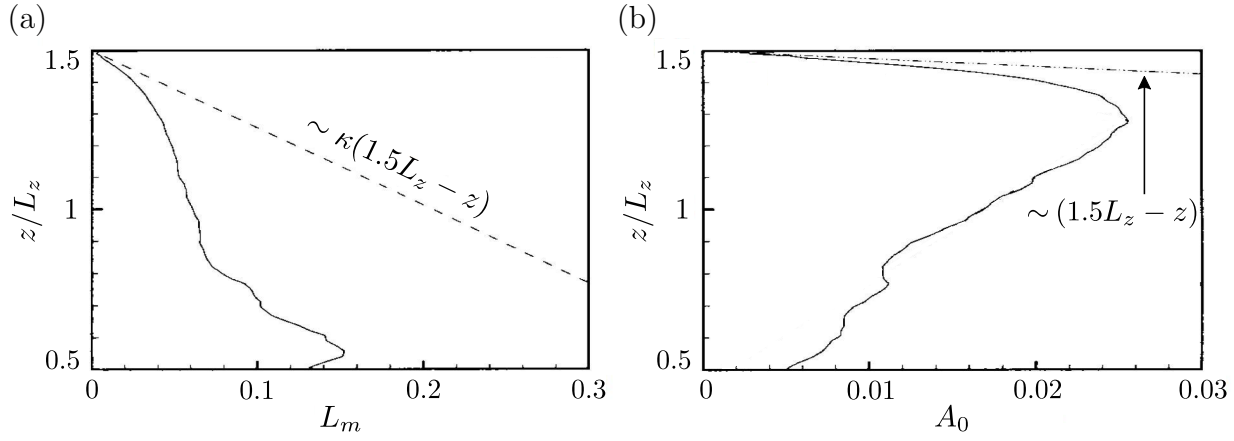


FIGURE 1.27 – Profils verticaux de (a) de la longueur de mélange, L_m, et (b) la diffusivité turbulente, A_0. Le trait plein correspond à $A_0(z)$ et $L_m(z)$ obtenues par LES. $L_z = u_*/f$ est l'échelle turbulente, avec u_* la vitesse de friction du vent et f la fréquence de Coriolis. Figure adaptée de Zikanov *et al.* (2003).

Néanmoins, comme l'ont montré Thais & Magnaudet (1996) par des expériences de laboratoire, la turbulence proche d'une paroi souple est très différente de celle proche d'une paroi

solide. En effet, dans le cas d'une paroi déformable comme la surface libre de l'océan, des vagues, ou plus généralement des ondes de surface, sont générées par le vent (Toffoli & Bitner-Gregersen, 2017). Celles-ci sont à l'origine d'une augmentation locale du flux d'énergie et du taux de dissipation, un phénomène accentué lorsqu'elles déferlent (Anis & Moum, 1995; Thais & Magnaudet, 1996). Gerbi *et al.* (2009) décrivent l'influence des vagues déferlantes (*"breaking waves"* en anglais) par un modèle en couche (Fig. 1.28) :

- la 1ère couche correspond à la hauteur sur laquelle les vagues déferlent ($\sim H_s$, avec H_s la hauteur significative des vagues).
- la 2ème couche correspond à la hauteur sur laquelle le déferlement des vagues transfère de l'énergie à l'écoulement. Dans cette couche, le taux de dissipation, $\epsilon(z)$, varie en z^n avec $-3 < n < -4.6$ (Drennan *et al.*, 1992).
- la 3ème couche correspond à la hauteur sur laquelle le déferlement des vagues n'a qu'une influence négligeable sur l'écoulement. Dans cette zone, le mélange est essentiellement contrôlé par le vent, induisant un cisaillement pur. Le modèle de la *loi à la paroi* peut alors être utilisé.

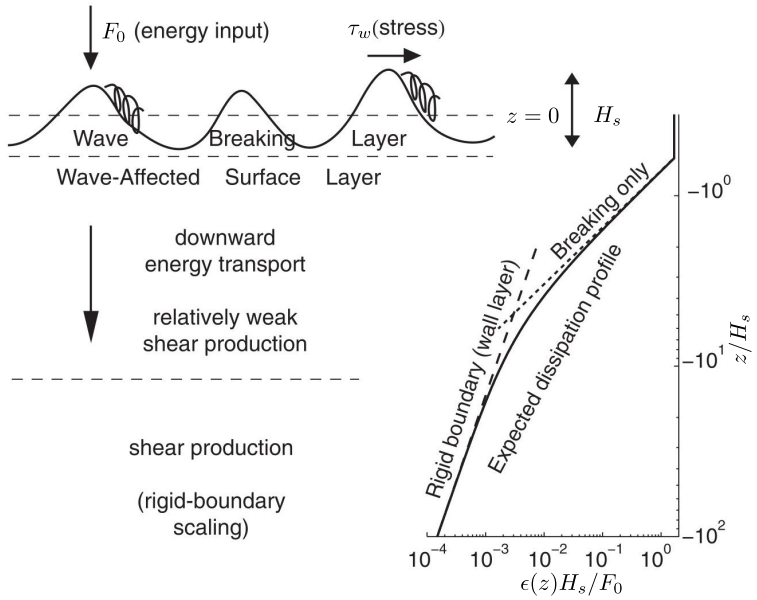


FIGURE 1.28 – Représentation schématique de la couche proche surface (*"surface boundary layer"* en anglais) influencée par des vagues déferlantes. τ_w représente la contrainte du vent à l'origine de la formation des ondes de surface et ϵ est le taux de dissipation. Figure adaptée de Gerbi *et al.* (2009).

Si dans la littérature le modèle de Gerbi *et al.* (2009) est accepté et a été observé sur le terrain (Gemmrich & Farmer, 1999; Stips *et al.*, 2005; Thomson *et al.*, 2016), les auteurs ne s'accordent pas sur la hauteur de la 2ème couche. Certains disent que le déferlement impacte l'écoulement sur quelques H_s et d'autres que cela est plutôt sur 4 % de la longueur d'onde avec une perte de 50 % de l'énergie de la vague à $z = 0.29H_s$ (Ardhuin & Jenkins, 2006). Cette question, encore ouverte aujourd'hui, est probablement liée à la difficulté de dé-corréler les vagues et le vent. En effet, le flux entrant, F_0 dans la Fig. 1.28, dépend de H_s. Or, H_s augmente avec la vitesse du vent (Bourassa *et al.*, 2001; Thorpe *et al.*, 2003), et dépend de

l'orientation de ce dernier par rapport à la direction de propagation des vagues (Kukulka, 2019) [3]. Néanmoins, il est admis que ces dernières impactent l'écoulement jusqu'à une dizaine de mètres sous la surface, en lui transmettant un apport supplémentaire d'énergie (D'Asaro, 2014). Pour tenir compte de ce dernier, des corrections du modèle de la *loi à la paroi* sont proposées.
Par exemple Craig & Banner (1994), en se basant sur l'expression analytique de l'énergie cinétique proche de la surface, proposent

$$A_0(z) = L_m(z) \left(100 u_*^3\right)^{1/3} S_M \left(\frac{3B}{S_q}\right)^{1/6} \left(\frac{z_0}{z_0 + z}\right)^{0.8}, \tag{1.21}$$

Avec B, S_q et S_M des constantes de leur modèle valant respectivement 16.6, 0.2 et 0.39. $L_m(z)$ est définie en accord avec eq. (1.19), ce qui conduit à $A0(z) \propto (z_0 + |z|)^{-1.8}$. Le terme $(100u_*^3)^{1/3}$ correspond, quant à lui, au flux d'énergie turbulente induite par le déferlement des vagues, F_0. Grâce à cette correction, A_0 proche de la surface est bien mieux estimé, et ce pour plusieurs états de mer (Fig. 1.29).

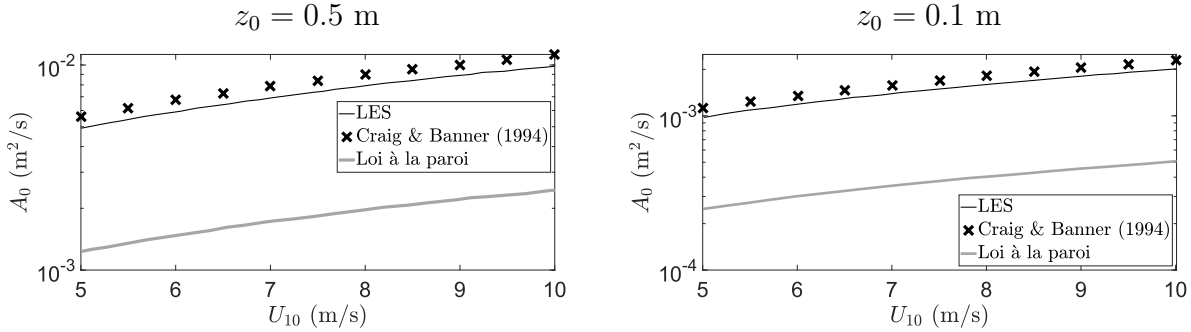


FIGURE 1.29 – Diffusivité turbulente, A_0, dans la zone de déferlement des vagues ($z \sim 0$), en fonction de la vitesse du vent, U_{10}, mesurée à 10 m au-dessus de la surface de l'eau. Le trait plein noir correspond aux données LES obtenues par Kukulka & Brunner (2015), celui gris correspond aux valeurs déduites par le modèle classique de la loi à la paroi et les croix sont les valeurs obtenues par le modèle eq. (1.21). Figure adaptée de Kukulka & Brunner (2015) pour deux hauteurs de rugosité z_0.

Néanmoins malgré une amélioration des prédictions de A_0 en surface, cette approche n'est valide que sur une dizaine de mètres. Pour tenter de décrire de manière continue $A_0(z)$ et capturer le profil parabolique Fig. 1.27(b), un autre modèle a vu le jour : le modèle KPP (*K-Profile Parametrization*, où K correspond à la diffusivité turbulente). Il s'agit en réalité d'une variation du modèle de la *loi à la paroi*, définissant $A_0(z)$ comme :

$$A_0(z) = \kappa u_* D_m G(|z|, D_m), \tag{1.22}$$

3. A noter que les modèles pour décrire H_s en fonction du vent sont bien vérifiés en hauturier où les réflexions des ondes de surface sur les côtes ou leur interaction avec le fond sont négligeables (Toffoli & Bitner-Gregersen, 2017). Par exemple dans une mer fermée comme la mer Méditerranée, une houle résiduelle de hauteur significative de quelques mètres peut survenir même en l'absence de vent.

Avec D_m l'épaisseur de la couche de mélange et G une fonction de forme dépendant de la distance à la surface libre et de D_m. Un premier modèle a été proposé par Large *et al.* (1994), en prenant $G = -\frac{z}{D_m^3}(D_m + z)^2$.
Cependant, du fait de la dérive de Stokes des rouleaux contra-rotatifs, d'un diamètre d'une centaine de mètres, peuvent se former dans la 3ème couche introduite par Gerbi *et al.* (2009). Il s'agit des cellules de Langmuir, elles aussi à l'origine d'un mélange vertical (Fig. 1.30). Dans

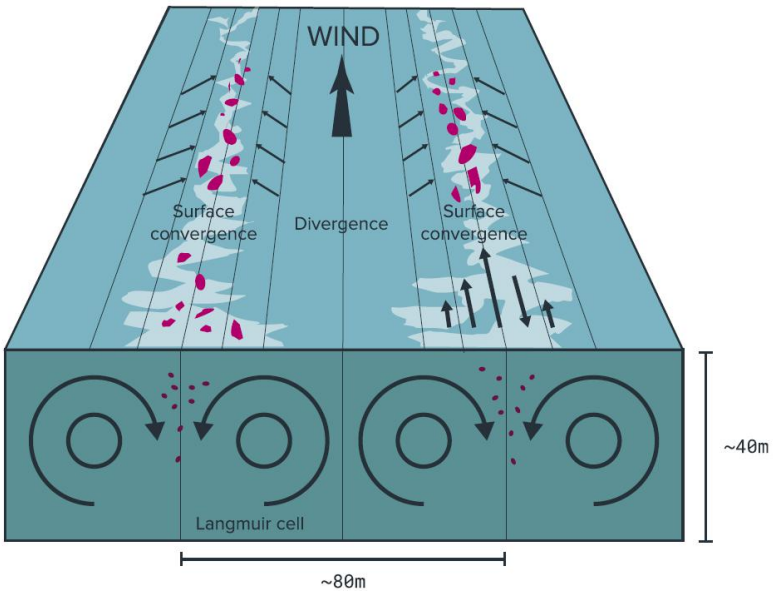


FIGURE 1.30 – Représentnation schématique de 2 cellules de Langmuir et de la dynamique des courants qui en résulte. Les particules roses symbolisent des déchets plastiques, qui s'accumulent en surface dans les régions où les cellules de Langmuir convergent. Figure tirée de Van Sebille *et al.* (2020).

ce cas, le modèle KPP doit être ajusté. Les premiers à avoir introduit le facteur correctif à l'eq. (1.22) sont McWilliams & Sullivan (2000). Ce facteur correctif dépend notamment du rapport entre la vitesse de friction en surface et de celle de Stokes, soit du nombre de Langmuir. Des améliorations récentes du modèle KPP ont également permis de décrire le déferlement des vagues en ajoutant une nouvelle fonction de forme (McWilliams & Huckle, 2006). Depuis une quinzaine d'années, de nombreux efforts sont faits pour améliorer les prédictions du modèle KPP en tenant, par exemple, compte de l'âge des vagues, leur vitesse de phase voire des conditions extrêmes pouvant localement survenir (ouragans, tornades). Ces détails ne seront pas abordés ici car, comme le souligne D'Asaro (2014), le modèle KPP permet essentiellement de décrire la 3ème couche définie par (Gerbi *et al.*, 2009). Pour l'instant nous savons que les micro-plastiques sont présents sur les 5 premiers mètres sous la surface (Reisser *et al.*, 2015). Nous allons donc nous concentrer sur le mélange dans la 2ème couche du modèle de (Gerbi *et al.*, 2009), soit sur quelques dizaines de mètres sous la surface [4].

4. Des détails sur les améliorations du modèle KPP peuvent néanmoins être trouvés dans les références suivantes : Harcourt & D'Asaro (2008); Harcourt (2015); Rabe *et al.* (2015); Li *et al.* (2017). Il s'agit d'exemples non-exhaustifs sur le sujet.

A ce stade, nous avons vu deux paramétrisations de $A_0(z)$ très répandues en océanographie : la *loi à la paroi*, plutôt utilisée pour modéliser $A_0(z)$ très proche de la surface, et celle KPP, plutôt utilisée pour modéliser $A_0(z)$ à partir d'une dizaine de mètres sous la surface (Thomson *et al.*, 2016; D'Asaro, 2014). Néanmoins il existe d'autres approches pour estimer la diffusivité turbulente.
Celles-ci sont basées sur le calcul explicite de deux grandeurs caractéristiques de l'écoulement qui permettent ensuite de déduire $A_0(z)$. Parmi les modèles unidirectionnels les plus utilisés, nous trouvons le modèle $k-\epsilon$ ou celui $k-\omega$, où k est l'énergie cinétique turbulente, ϵ le taux de dissipation par viscosité et ω est la vorticité du fluide. Ici, nous ne détaillerons que le modèle $k-\epsilon$. Pour plus de détails sur le modèle $k-\omega$ se référer à Umlauf & Burchard (2003).
Dans le modèle $k-\epsilon$, $k(z)$ et $\epsilon(z)$ sont calculés explicitement en résolvant les équations de transport de chacune des grandeurs, soit

$$\begin{cases} \frac{Dk(z)}{Dt} = P_k(z) - \epsilon(z). \\ \frac{D\epsilon(z)}{Dt} = P_\epsilon(z) - \mathscr{D}(z). \end{cases} \tag{1.23}$$

Où $P_k(z)$ et $P_\epsilon(z)$ sont les termes de production de respectivement $k(z)$ et $\epsilon(z)$. Ces deux termes sont équilibrés par un terme de destruction qui est $\epsilon(z)$ pour $k(z)$ et $\mathscr{D}(z)$, correspondant à la dissipation par chaleur, pour $\epsilon(z)$. La diffusivité turbulente est ensuite déduite de eq. (1.18) en prenant $L_m(z) = k(z)^{3/2}/\epsilon(z)$, ce qui conduit à

$$A_0(z) \propto \frac{k(z)^2}{\epsilon(z)}. \tag{1.24}$$

La constante de proportionnalité peut varier selon les auteurs (Umlauf & Burchard, 2003) mais dépend surtout de la quantité (plastiques, planctons...) dont on cherche à étudier la distribution spatiale, comme cela sera détaillé plus tard dans la thèse (Chapitre 5). Néanmoins, pour que l'équation (1.24) prédise correctement $A_0(z)$, il ne faut pas une mer trop agitée (Thomson *et al.*, 2016). En effet, dans ce cas un terme supplémentaire intervient dans la description des $k(z)$ et $\epsilon(z)$: un terme de diffusion (Pope, 2000).
Ce modèle est plus complexe que ceux de la *loi à la paroi* ou KPP, essentiellement au travers des termes de production et de destruction (eq. (1.24)). Il a notamment l'avantage de permettre d'identifier et de quantifier la contribution relative de chaque processus sur $k(z)$ et $\epsilon(z)$, les termes $P_k(z)$, $P_\epsilon(z)$ et $\mathscr{D}(z)$ étant des combinaisons linéaires des paramètres océaniques faisant intervenir un certain nombre de constantes. Pour exprimer ces termes en fonction des paramètres océaniques, une compréhension des processus physiques est nécessaire. Or, comme détaillé plus bas, jusqu'à il y a peu, les mesures de terrain n'étaient pas suffisamment résolues en temps et en espace. Il en résultait une incertitude trop grande pour estimer de façon précise la contribution des paramètres physiques et les constantes associées (Wunsch & Ferrari, 2004). Des expériences en laboratoire ont donc été utilisées. En effet, cette approche a pour avantage de reproduire, dans un environnement contrôlé, chaque phénomène (cisaillement sur une surface libre (Thais & Magnaudet, 1996), déferlement des vagues (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976)).

Enfin, il est important de souligner que, à la différence du modèle de la *loi à la paroi* et celui KPP, dans le modèle $k-\epsilon$, $A_0(z)$ n'est pas une sortie. Elle est calculée à chaque position et utilisée pour résoudre les équations de transport de scalaires telles que la température ou la salinité (Stips *et al.*, 2005). D'ailleurs dans ce modèle, la diffusivité turbulente n'est par exprimée comme $A_0(z)$ mais comme le rapport entre une viscosité turbulente, $\nu_t(z) = 0.09k(z)/\epsilon(z)$, et un nombre de Schmidt turbulent, Sc_t. Ce dernier paramètre est un paramètre d'ajustement dont la valeur varie entre 1 et 2 (Umlauf & Burchard, 2003). Ainsi il n'est pas possible de comparer $A_0(z)$ du modèle $k-\epsilon$ avec des mesures de terrain ou d'autres modèles. C'est pour cela que les validations du modèle $k-\epsilon$ se font sur les profils verticaux du taux de dissipation, cette grandeur étant celle mesurée sur le terrain (Fig. 1.31).

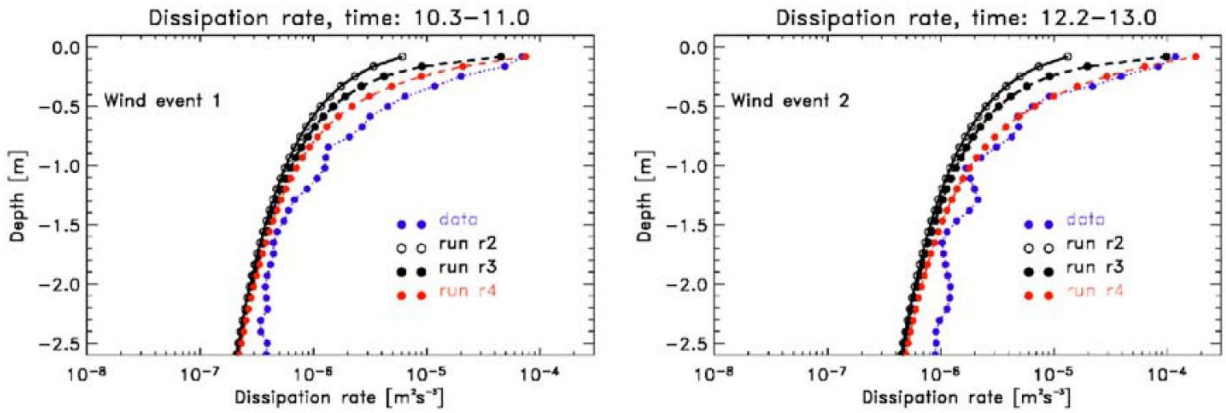


FIGURE 1.31 – Comparaison du taux de dissipation, $\epsilon(z)$, entre les profils obtenus par le modèle $k-\epsilon$ (runs 2 et 4), par la paramétrisation de Craig & Banner (1994) (run 3) et à partir de mesure de terrain. Chaque figure représente une condition de vent. Figures tirées de Stips *et al.* (2005).

1.6.2 Mesures de terrain de $A_0(z)$

Jusque dans les années 1990s, l'estimation de $A_0(z)$ était essentiellement faite en mesurant la diffusion spatiale d'un traceur de l'écoulement, tel que la température ou la salinité (Gemmrich & Farmer, 1999). Les outils de mesure n'étant pas capables d'acquérir des données à des fréquences aussi rapides qu'aujourd'hui, les variations spatiales des processus aux échelles temporelles courtes (de l'ordre de l'heure) ne pouvaient donc pas être capturées avec ces outils (Gargett *et al.*, 1984). Or la turbulence en surface générée par le déferlement des vagues, le cisaillement du vent ou des cycles de convection journaliers, a typiquement des temps caractéristiques de l'ordre de l'heure. Peu de données étaient donc accessibles par des mesures de terrain, c'est notamment pour cela que des modèles simples comme le modèle de la *loi à la paroi* ont d'abord été développés.
Encore aujourd'hui les mesures proches surface (sur les 30 premiers mètres sous la surface) restent très couteuses en énergie, de nombreux paramètres, parfois corrélés entre eux, devant être mesurés. Néanmoins elles sont aujourd'hui possibles.
Comme cela a été expliqué plus haut, la turbulence océanique dépend de nombreux processus et même en se limitant à celle induite très proche de la surface, de nombreux paramètres

interviennent dans sa description, comme la vitesse de friction du vent, u_*, la hauteur de rugosité, z_0, la hauteur significative des vagues, H_s, leur âge et leur longueur d'onde, l'épaisseur de la couche de mélange, l'orientation du vent, la salinité de l'eau... Ces paramètres doivent donc être mesurés. Si certains comme H_s ou u_* peuvent l'être directement, il sont, en général, estimés de manière indirecte à partir de mesure de pression, température, humidité de l'air, gradients de vitesses de l'eau, vitesse et orientation du vent, radiation solaire, photographie de la surface de l'eau... Ces données sont, entre autres, collectées à l'aide de divers capteurs (jauge de pression, GPS, thermistance, capteur de micro-structures...), sondes de conductivité, anémomètres et caméras haute résolution placés sur des bouées dérivantes (*"drifter"* en anglais) (Fig. 1.32(A)) ou des profileurs (*"profiler"* en anglais), également à la dérive mais à en profondeur. Ces divers capteurs peuvent aussi instrumenter de petits planeurs (*"gliders"* en anglais) comme le *Slocum*©, afin de sonder très finement la colonne d'eau. A noter que les bouées dérivantes sont rarement aussi bien équipées que les profileurs et les planeurs et permettent essentiellement d'observer les courants marins (Thomson, 2012). Des mesures sur un bateau peuvent également être réalisées. Dans ce cas, une fois parvenu à la localisation visée, les instruments (Acoustic Doppler Current Profiler, Conductivity Temperature Density, courantomètre ...) sont descendus à la verticale lors de la mesure puis, une fois à la profondeur souhaitée atteinte, ils sont remontés sur le bateau. Enfin, il existe les lignes de mouillage immergées sur lesquelles sont placés les divers capteurs, permettant d'acquérir des séries temporelles à un point donné.

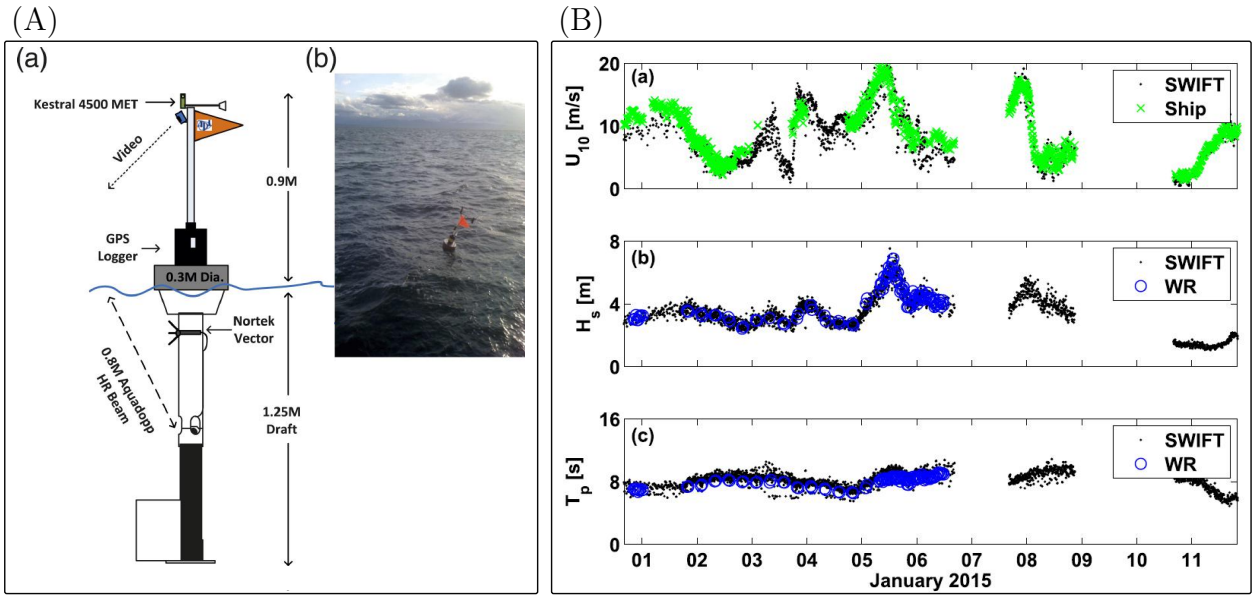


FIGURE 1.32 – (A) représentation schématique (a) et photographie (b) d'une bouée dérivante. Figure tirée de Thomson (2012). (B) : (a) Vitesse du vent, U_{10}, à 10 m au dessus de la surface, collectée par un anémomètre sur une bouée (*SWIFT*) et sur le bateau (ship). (b) Hauteur significative des vagues, H_s, mesurée à partir d'un capteur de pression sur la bouée et d'un *"wave rider"*[5]. (c) Période pic à pic des vagues. Figure tirée de Thomson *et al.* (2016).

5. *"wave rider"* : bouée à la dérive mesurant la hauteur, grâce à un accéléromètre, et la direction de propagation de vagues, à partir de l'orientation (lacet et roulis) de la bouée.

La spécificité de ces mesures est qu'elles sont locales [6]. Ainsi pour déduire des comportements et des tendances spécifiques à un processus turbulent, comme des lois de puissance en z, les mesures sont répétées à un même point durant plusieurs jours. Un exemple de données collectées est montré Fig. 1.32(B).
Nous ne développerons pas la gymnastique pour extraire de ces données de terrains, les grandeurs caractérisant l'écoulement, comme z_0, u_* ou H_s, ou caractérisant la turbulence, $k(z)$ et $\epsilon(z)$. Néanmoins des détails à ce sujet peuvent être trouvés dans Stips *et al.* (2005) ou Thomson *et al.* (2016). En faisant les bonnes opérations, il est possible d'estimer le taux de dissipation à un même endroit pour différentes conditions de mer sur quelques dizaines de mètres sous la surface, un exemple est présenté à la Fig. 1.33.
Grâce à ce matériel de mesure aujourd'hui plus performant, il est possible d'ajuster les modèles, comme celui $k - \epsilon$, à partir des données de terrain, pour notamment tenir compte d'effets locaux (différence entre les *runs* 2 et 4 de Fig. 1.33). Les constantes obtenues expérimentalement sont aussi vérifiées comme, par exemple, la constante de proportionnalité de $L_m(z)$ (Wunsch & Ferrari, 2004).

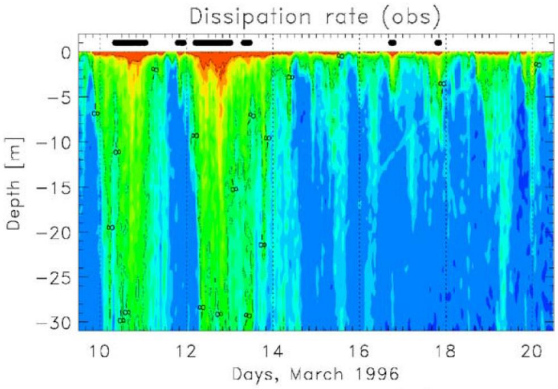


FIGURE 1.33 – Carte (en logarithme décimal) du taux de dissipation en fonction du temps et de la profondeur. Le rouge correspond à $\log_{10}(\epsilon) = -6$ et le bleu foncé à $\log_{10}(\epsilon) = -10.6$. Figure tirée de Stips *et al.* (2005).

1.6.3 Processus étudié dans le cadre de cette thèse

Dans le cadre de cette thèse, une approche expérimentale a été utilisée pour reproduire la turbulence océanique de surface, mais sans avoir la prétention de chercher à la reproduire dans son intégralité. Si une expérience (numérique ou expérimentale) permettait de reproduire l'ensemble des processus à l'origine de celle-ci, cette thèse n'aurait pas suffit pour proprement tout comprendre et décrire.
De plus, comme évoqué précédemment, nous ne sommes certains de la présence des microplastiques que dans les couches 1 et 2 du modèle de Gerbi *et al.* (2009). Il est donc plus stratégique de déployer toute son énergie pour modéliser et décrire ce qu'il se passe dans

6. Des informations sur des champs plus larges peuvent être obtenues par télédétection (ex : images satellites ou par radar à ondes haute fréquence) donnant par exemple accès à la couleur de l'eau, la rugosité de la surface, les champs de température...

ces couches. Bien que dans la littérature, seul le déferlement des vagues soit considéré, il est toujours difficile de le séparer des effets du vent (D'Asaro, 2014). Ainsi nous étudions l'influence du déferlement des vagues et du vent, deux processus connus pour mettre les micro-plastiques en suspension.
Enfin, une dernière raison motive le choix de se concentrer sur ces deux processus : il s'agit des processus considérés dans les modèles de correction des mesures de terrain, qui les modélisent par A_0 constant avec la profondeur (Kukulka *et al.*, 2012; Reisser *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019). Tester la véracité de ce genre d'approches est donc important, d'autant plus que ce sont ces mesures de terrains corrigées qui permettent d'estimer, grâce à des modèles grandes échelles, les concentrations globales de plastiques.

1.7 Objectifs et plan de la thèse

Comme expliqué précédemment, l'objectif premier de cette thèse est de comprendre et décrire la distribution verticale des micro-plastiques à la dérive dans nos océans et nos mers, pour (1) savoir où collecter les micro-plastiques et (2) mieux corriger les mesures de terrain, collectant les plastiques uniquement en surface. Dans cette introduction, nous avons vu que la distribution verticale des micro-plastiques est décrite par un équilibre entre le flux de flottabilité, caractérisé par la vitesse de remontée des plastiques, W_b, et le flux turbulent, caractérisé par la diffusivité turbulente, A_0. Ainsi, il faut d'une part comprendre la dynamique des particules et d'autre part celle de l'écoulement. C'est pour cela que, bien que la question principale soit *"comment se distribuent les micro-plastiques dans la colonne d'eau en fonction de l'état de la mer ?"*, des questions plus précises sont soulevées en lien avec :

1. la dynamique des particules : Quelle est l'influence des propriétés des plastiques sur leur vitesse de remontée ? Comment prendre en compte leur forte disparité en taille, forme et densité ?
2. la turbulence : Comment décrire le plus rigoureusement possible l'environnement turbulent dans lequel sont placés les micro-plastiques ? Quel est le bon modèle $A_0(z)$ à considérer ?
3. le couplage entre les particules et la turbulence : Quelle influence va avoir la nature de la turbulence sur leur transport ? Comment intégrer cela dans l'équilibre des flux ?

Pour tenter de fournir des éléments de réponse à ces questions, il est choisi une approche expérimentale en laboratoire, comme évoqué plus haut. Les déchets plastiques sont modélisés par des particules flottantes, dans un premier temps sphériques. La turbulence générée par le vent et le déferlement des vagues est, quant à elle, reproduite par un dispositif de grille vibrante, oscillant verticalement proche de la surface. Pour discuter tous ces points, la thèse est organisée comme décrit ci-dessous.
Dans un premier temps, le dispositif expérimental et la caractérisation des particules utilisées sont décrits **Chapitre 2**. Dans ce chapitre, les métrologies ayant servi à caractériser l'écoulement et à calculer les profils de concentrations en particules sont également présentées.
Le **Chapitre 3** présente un modèle de correction des concentrations, tenant compte de l'ensemble des propriétés des micro-plastiques (ρ_p, taille et forme). Dans ce chapitre, il n'y

a pas de discussion sur le modèle de $A_0(z)$. Pour l'amorcer, la turbulence, reproduisant le forçage du vent et des vagues, est décrite dans le **Chapitre 4**.
Le transport de particules flottantes dans un tel environnement est ensuite discuté **Chapitre 5**, en lien avec la modélisation de A_0 et le couplage fluide-particule.
Enfin, les conclusions principales et les questions soulevées par cette thèse sont discutées dans le **Chapitre 6**.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et métrologie

Sommaire

2.1 Modélisation de la pollution plastique océanique en laboratoire 42
2.1.1 Modélisation des plastiques en laboratoire 42
2.1.2 Modélisation de la turbulence de surface en laboratoire 42
2.2 Caractérisation des particules 45
2.2.1 Caractérisation en taille et densité des particules sphériques 45
2.2.2 Caractérisation en taille et en densité des disques 46
2.2.3 Tolérance sur les dimensions et la densité des particules 47
2.3 Mesures des profils verticaux de concentration en particules . 49
2.3.1 Mesures par acquisition dans un plan laser 50
2.3.2 Pourquoi une évolution vers une nouvelle métrologie ? 53
2.3.3 Mesures par PTV-4D 55
2.3.4 Comparaison des profils de concentrations obtenus avec les deux métrologies 64
2.3.5 Mesures par stéréoscopie 65
2.4 Préparation et caractérisation des fluides 67
2.4.1 Préparation et caractérisation du fluide homogène 67
2.4.2 Préparation et caractérisation du fluide bi-couche 68
2.5 Caractérisation de l'écoulement 72
2.5.1 Matériel utilisé et protocoles expérimentaux 75
2.5.2 Enjeux de la turbulence de grille et outils mis en place pour y répondre 77
2.5.3 Définition des fluctuations turbulentes et calcul des profils verticaux 81

2.1 Modélisation de la pollution plastique océanique en laboratoire

2.1.1 Modélisation des plastiques en laboratoire

Les plastiques, et plus spécifiquement les micro-plastiques, ont des formes irrégulières et très variées (Fig. 2.1). Nous avons vu dans le chapitre précédent que la dynamique de particules sphériques est déjà très complexe à décrire ; cela se complexifie encore si les particules sont anisotropes (Voth & Soldati, 2017).
Nous avons donc fait le choix, de représenter les micro-plastiques par une suspension de sphères de même diamètre d_p et de même densité ρ_p. Afin d'étudier l'influence de la taille de la particule par rapport aux échelles de la turbulence, trois types de particules sont considérés. Les protocoles de mesures de d_p et ρ_p ainsi que les valeurs associées pour chaque type de particules sont détaillés dans la Section 2.2.1. Pour se rapprocher de la géométrie réelle des micro-plastiques, une étude complémentaire sur des disques isolés, de diamètre d_p et d'épaisseur e, a aussi été réalisée. Leur caractérisation est détaillée à la Section 2.2.2 ; cette étude a été réalisée dans le cadre du projet de fin d'étude de Maxime FERNOUX, que j'ai co-encadré.

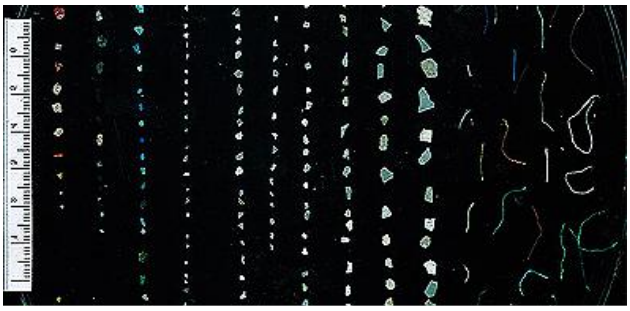


FIGURE 2.1 – Échantillons de plastiques retrouvés dans le gyre de l'Atlantique Nord en 2015.

Les profils verticaux de concentration en particules ont été mesurés grâce à deux métrologies qui sont décrites à la Section 2.3. La première est basée sur des observations dans un plan vertical (mesures 2D non résolue en temps) et la seconde en volume (mesures 3D et résolue en temps). Nous expliquons les motivations qui nous ont conduits à l'utilisation de ces deux métrologies dans la Section 2.3.2.
Pour les disques isolés, nous mesurons non pas un profil vertical de concentration mais une probabilité de présence à une altitude donnée. Elle a été mesurée par une troisième métrologie décrite Section 2.3.5.

2.1.2 Modélisation de la turbulence de surface en laboratoire

La modélisation de la pollution plastique océanique ne s'arrête pas à la modélisation des micro-plastiques. Il nous faut aussi reproduire l'écoulement dans lequel baignent ces derniers. Mais comment reproduire un océan en laboratoire ?

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la turbulence océanique est complexe et fait intervenir un grand nombre de processus. Au vu de leur nature et des différentes profondeurs auxquelles ces processus induisent du mélange vertical (Section 1.6), nous avons choisi de nous focaliser, uniquement, sur le mélange induit par le vent et les vagues déferlantes (Section 1.6.3).
Ce forçage, très proche de la surface, a la particularité d'avoir une énergie turbulente qui décroît très rapidement avec la profondeur (Anis & Moum, 1995; Ardhuin & Jenkins, 2006; D'Asaro, 2014). Ainsi les grandeurs caractéristiques de l'écoulement dépendent de z. Par exemple, il a été observé que le taux de dissipation, $\epsilon(z)$, décroît en z^{-4}, ce qui implique une décroissance en z^{-1} pour les vitesses de l'écoulement (Craig & Banner, 1994). Certaines spécificités de ce forçage ont justement été retrouvées en laboratoire avec un dispositif de grille oscillante, dans lequel les vitesses fluctuantes varient en z^n avec $n \sim -1$ (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976). C'est pour cela que ce type de dispositif est, entre autre, préconisé pour reproduire à l'échelle du laboratoire le forçage du vent et des vagues (Craig & Banner, 1994; Fernando, 1989; Wunsch & Ferrari, 2004; Yan *et al.*, 2007).
Au cours de cette thèse, un dispositif comme celui représenté Fig. 2.2 a été utilisé. Nous avons aussi illustré sur cette figure, le dispositif de mesure ayant servi à caractériser l'écoulement. Cette métrologie, appelée Particle Image Velocimetry (PIV), ainsi que les protocoles expérimentaux et de post-traitement sont détaillés Section 2.5.

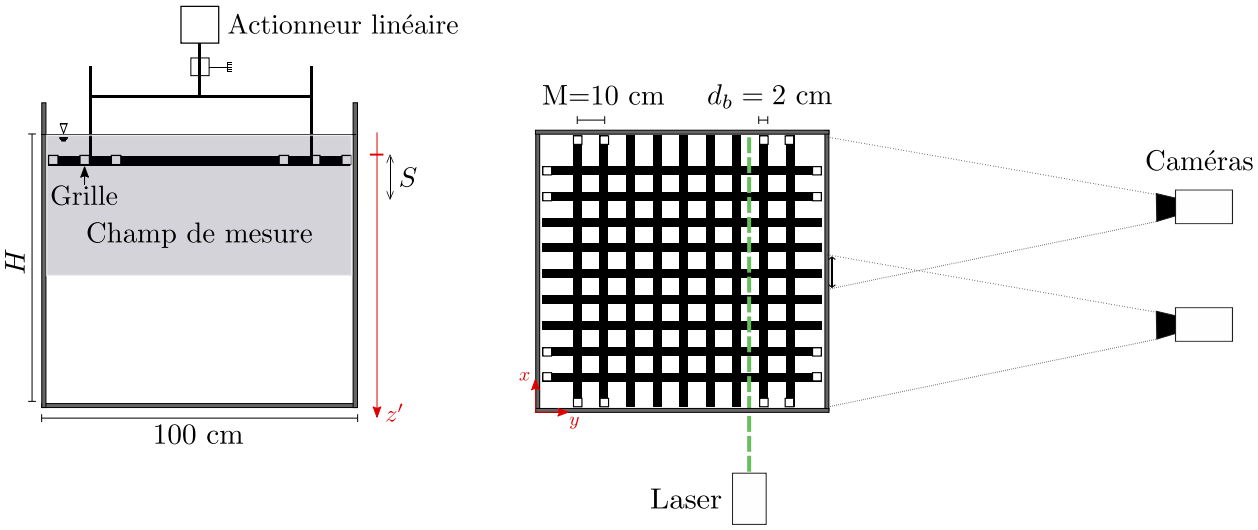


FIGURE 2.2 – Représentation schématique du dispositif de grille 1 en vue de côté (gauche) et vue de haut (droite). La dispositif de mesures par PIV est aussi illustré ici.

Le dispositif est constitué d'une grille placée proche de la surface qui oscille verticalement grâce à un actionneur linéaire. Sa maille carrée et la taille de ses barreaux, à section carrée, sont respectivement notées M et d_b par la suite et vérifient $M/d_b = 5$. La grille est placée dans une cuve, elle aussi à section carrée, remplie d'une hauteur d'eau H, telle que la grille soit en permanence immergée sous la surface. L'origine de l'axe vertical z' est définie à la position haute de la grille, z_{haut}, située à 1.7 cm sous la surface (Fig. 2.2). Le déplacement sinusoïdal de la grille est contrôlé à distance, par le logiciel *Comet*, en imposant un débattement (*"stroke"*

en anglais) S à la fréquence d'oscillation f_g. A noter que pour limiter la transmission de vibrations entre le dispositif de grille oscillante et la cuve de mesure, l'actionneur et la grille sont fixés sur un bâti indépendant de celui de la cuve de mesure. De plus, pour limiter la corrosion de la grille, celle-ci est soit en acier inoxydable soit en aluminium anodisé.
Le choix des paramètres de grille (z_{haut}, S, f_g) est guidé par une étude complémentaire de la mise en suspension des particules plastiques, dont les détails sont décrits dans l'annexe **A.2**.1.
Au cours de cette thèse, deux dispositifs de grille vibrante ont été utilisés. Cette évolution du dispositif a été motivée par des contraintes expérimentales. Comme mentionné plus haut, les profils de concentrations en particules ont été mesurés grâce à deux métrologies. La plus intéressante est associée à des mesures en volume. Le premier dispositif représentait un volume de mesure trop important (1 m^3) et nous étions limités par la capacité du moteur linéaire déplaçant la grille, qui ne permettait d'atteindre que des niveaux de turbulence modérés (Table 2.1). Le dispositif expérimental montré Fig. 2.2 a donc évolué vers des dimensions plus petites, soit une reproduction du premier à l'échelle 1/2.5 en conservant $M/d_b = 5$. Nous appellerons par la suite grille 1 celle de grande dimension et grille 2 celle de petite dimension [1].
Les caractéristiques de chaque grille et les forçages associés sont répertoriés dans la Table 2.1. A noter que dans le dispositif de la grille 1, des expériences en fluide homogène et en fluide bi-couche ont été réalisées.

	S (cm)	f_g (Hz)	Re_g
Grille 1 ($M = 10$ cm, $L = 100$ cm)	4	1.5	2 400
	3.4	1.5	1 730
	2	2	800
	1.4	3	590
Grille 2 ($M = 5$ cm, $L = 40$ cm)	8	2	12 550
	6	2	7 190
	4	5	7 980
		3	4 790
		2	3 190
		0.75	1 200
	2	7	2 790
		5	1 200
		2	800

TABLE 2.1 – Table des paramètres expérimentaux des deux dispositifs de grille oscillante (Grille 1 et Grille 2). f_g est la fréquence de grille, S est le débattement de la grille et $Re_g = f_g S^2/\nu_f$ est le nombre de Reynolds basé sur les paramètres de forçage.

1. Pour les deux grilles, le critère d'une solidité inférieure à 40% est respecté, afin de limiter les écoulements secondaires (Hopfinger & Toly, 1976; de Silva & Fernando, 1992; McKenna & McGillis, 2004). La solidité de la grille 1 est de 34 % et celle de la grille 2 de 36 %.

2.2 Caractérisation des particules

2.2.1 Caractérisation en taille et densité des particules sphériques

Trois types de particules sphériques ont été utilisés durant cette thèse. Elles sont par la suite référencées en lien avec leur diamètre (en millimètres) comme P6, P2 et P0 (Table 2.2). Comme introduit dans le chapitre précédent, la dynamique d'une particule sphérique est contrôlée par son diamètre, d_p, et sa densité, ρ_p. Nous décrivons ici comment nous les avons mesurées.

Dénomination	Matériau	d_p (mm)	$d_p/ < \eta >_z$	ρ_p (kg/m^3)	ρ_*	Re_p
P6	Acrylonitrile Butadiene Styrene (ABS)	6.00 ± 0.05	≈ 9	1036.5 ± 0.5	0.998 0.995 0.990	60 108 162
P2	Polystyrène	1.94 ± 0.05	≈ 3	1056.8 ± 0.5	0.995	12
P0	Polystyrène	0.59 ± 0.03	≤ 1	1043.1 ± 0.5	0.990	1

TABLE 2.2 – Caractéristiques des particules sphériques. d_p est le diamètre des particules, ρ_p leur densité, $< \eta >_z$ l'échelle de Kolmogorov moyennée dans la direction z, ρ_* le rapport entre la densité du fluide et celle des particules et Re_p leur Reynolds particulaire défini à l'équation (1.6).

Les particules P6 et P2 sont des particules commerciales extrêmement bien calibrées en taille. Les informations fournies par le fabriquant sur d_p ont cependant été vérifiées en mesurant 5 à 6 particules sélectionnées arbitrairement à l'aide d'un pied à coulisse d'une précision à 0.05 mm. Pour les particules P0, du fait de leur trop petite taille, leur diamètre a été estimé par tamisage. Cette méthode consiste à faire un empilement de tamis. Au sommet de cette colonne sont placés les tamis aux mailles grossières et en bas sont placés les tamis aux mailles les plus fines. Les particules sont introduites dans la colonne de tamis par le haut. Elles sédimentent ensuite par gravité jusqu'à tomber dans un tamis dont la maille est inférieure à leur diamètre. Le tamisage fournit un encadrement de leur diamètre qui sera d'autant plus fin que la différence de maillage entre les tamis sera faible.
La densité des trois types de particules a aussi été mesurée par encadrement. Cette méthode itérative consiste à mettre un petit nombre de particules dans un fluide homogène de densité connue, ρ_1. Les particules peuvent soit sédimenter, soit flotter. Si les particules sédimentent, alors $\rho_1 < \rho_p$. Les particules sont ensuite placées dans un fluide de densité $\rho_2 = \rho_1 + \Delta\rho_f$. Si les particules flottent dans ce nouveau fluide alors $\rho_1 < \rho_p < \rho_2$. Si les particules sédimentent encore, l'étape est répétée n fois jusqu'à ce que les particules flottent dans le fluide de densité ρ_n. Leur densité sera alors comprise entre ρ_n et ρ_{n-1} et telle que $\rho_n < \rho_p < \rho_{n-1}$ (Fig. 2.3). Si les particules au contraire flottent dans le fluide de densité ρ_1, alors $\rho_p < \rho_1$. Le même protocole que si les particules avaient sédimenté est suivi mais, cette fois, en abaissant la densité des fluides de $\Delta\rho_f$ à chaque itération, de sorte qu'au final $\rho_{n-1} < \rho_p < \rho_n$. Dans cette thèse, nous avons réalisé des estimations de ρ_p avec des encadrements à $\Delta\rho_f = 1$ kg/m^3 près.

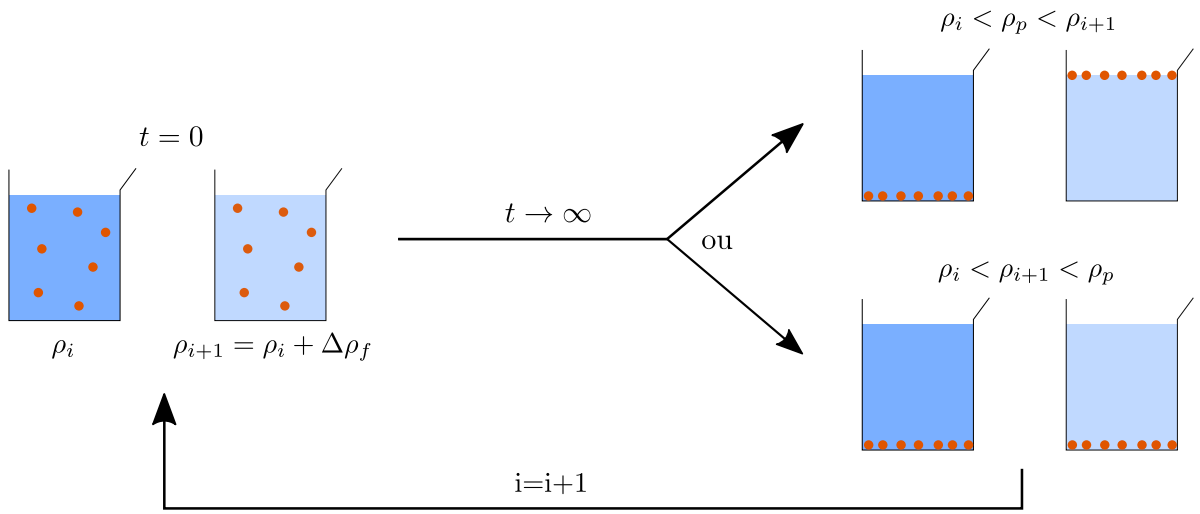


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'estimation de la densité des particules, ρ_p, par encadrement. Dans la thèse $\Delta\rho_f = 1$ kg/m^3.

Basé sur les propriétés des particules, des nombres sans-dimension sont construits, pour, nous le rappelons, classer les particules en fonction de leur dynamique dans un écoulement fluide de densité ρ_f et de viscosité cinématique ν_f. En ajustant la densité du fluide, nous avons garanti que le nombre de Reynolds particulaire, Re_p (défini eq. (1.6)), soit toujours inférieur à 210. Pour cette gamme de Re_p, correspondant à celle couverte par les micro-plastiques, les effets de sillages, qui complexifient la dynamique de particules isolées et induisent la formation d'amas de particules dans une suspension, sont négligeables.
Nous avons également introduit Chapitre 1, qu'une suspension pouvait être caractérisée par la fraction volumique en particules, ϕ_p (eq. (1.15)), et le nombre de Stokes turbulent St_η (eq. (1.11)). En fixant ϕ_p à 10^{-4}, ce qui représente 240 particules P6, 1 400 particules P2 et environ 20 000 particules P0 dans 160 L d'eau, nous limitons les couplages bi et quadrilatéraux. Concernant St_η, nous avons vu que son utilisation était sujette à caution pour des particules de taille finie dans un écoulement homogène isotrope (Xu & Bodenschatz, 2008; Fiabane *et al.*, 2012). Ceci l'est d'autant plus dans un écoulement turbulent dépendant de z, pour lequel les échelles caractéristiques de longueur dépendent de z (Section 1.6). Quelle valeur est-il donc pertinent de considérer dans ce cas ? Nous n'avons pas trouvé de critère objectif pour répondre à cette question, c'est pourquoi nous ne considérons pas St_η dans cette thèse. A titre indicatif, le rapport $d_p/ < \eta >_z$, avec $< \eta >_z$ l'échelle de Kolmogorov moyennée suivant z, varie entre 1 et 9 (Table 2.2).

2.2.2 Caractérisation en taille et en densité des disques

Un autre type de particules *"modèles"*, des disques isolés, a aussi été regardé dans le cadre de cette thèse. De manière analogue aux particules sphériques, leur diamètre et leur épaisseur ont été mesurés grâce à un pied à coulisse de précision 0.05 mm et leur densité encadrée par la méthode présentée Fig. 2.3. Les disques sont par la suite référencés en lien avec leur rapport d'aspect, $\chi = d_p/e$, comme $D3_i$, $D6_i$, $D10_i$ avec $i = \{1, 2, 3\}$ selon le diamètre du disque (Table 2.3).

Dénomination	Matériau	d_p (mm)	χ	ρ_p (kg/m^3)	ρ_*	Re_p	I_*
$D3_1$		6.30 ± 0.05				70	
$D3_2$	Nylon	9.60 ± 0.05	3	1023 ± 0.5	0.996	149	1.63×10^{-2}
$D3_3$		13.20 ± 0.05				260	
$D6_1$		8.70 ± 0.05				82	
$D6_2$	Nylon	12.00 ± 0.05	6	1023 ± 0.5	0.996	147	8.15×10^{-3}
$D6_3$		16.50 ± 0.05				259	
$D10_1$		11.50 ± 0.05				80	
$D10_2$	Nylon	15.00 ± 0.05	10	1023 ± 0.5	0.996	162	$4{,}89\times10^{-3}$
$D10_3$		19.00 ± 0.05				245	

TABLE 2.3 – Caractéristiques des disques utilisés durant la thèse. d_p est le diamètre des particules, χ leur rapport d'aspect, ρ_p leur densité, ρ_* le rapport entre la densité du fluide et ρ_p, Re_p leur Reynolds particulaire défini eq. (1.6) et I_* est le moment d'inertie défini eq. (1.8).

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le premier seuil de transition de sillage (et donc de régime de trajectoire) pour le disque survenait pour $Re_p \sim 155$ (Fig. 1.14). Dans l'étude de disques isolés en turbulence, à la différence de l'étude des particules sphériques, nous avons fait le choix de balayer deux régimes de sillages et donc de balayer deux régimes de trajectoire : une trajectoire rectiligne (*"steady falling"* en anglais) et une trajectoire oscillante (*"periodic falling"* en anglais).

2.2.3 Tolérance sur les dimensions et la densité des particules

Afin de quantifier l'incertitude de mesure sur d_p et ρ_p pour la sphère et sur d_p, e et ρ_p pour le disque, nous avons vérifié que nos mesures de ces grandeurs permettaient une estimation satisfaisante de la vitesse de remontée des particules, W_b. Pourquoi ce choix, outre le fait que W_b soit un paramètre clef dans la description de la dynamique verticale des particules ? Nous avons vu dans le Chapitre 1, que dans un fluide au repos et pour des particules isolées, W_b peut être calculée à partir de l'équilibre flottabilité-traînée, que nous rappelons ci-dessous :

$$-\frac{1}{2}\rho_p C_D(Re_p) S_p |W_b| W_b + (\rho_p - \rho_f) V_p g = 0, \tag{2.1}$$

avec C_D le coefficient de traînée dépendant du Reynolds particulaire. En utilisant une loi empirique de C_D pour modéliser la traînée moyenne sur la particule, il est possible d'exprimer analytiquement W_b. Ces lois empiriques sont très nombreuses et varient selon la géométrie de la particule et la gamme de Re_p. Dans le cadre de cette thèse, nous avons considéré les deux suivantes pour respectivement la sphère (C_D^s) et le disque (C_D^d) :

$$C_D^s = \frac{12}{Re_p} + \frac{6}{1+\sqrt{2Re_p}} + 0.4 \qquad \& \qquad C_D^d = \frac{64}{\pi Re_p}\left(1 + 0.138 Re_p^{0.792}\right). \tag{2.2}$$

Ces lois permettent d'estimer la traînée moyenne s'exerçant sur la particule avec une erreur de moins de 10 % pour des gammes de Reynolds particulaires allant jusqu'à 2×10^5 (White, 2005) pour la sphère, et 130 pour le disque (Clift *et al.*, 1978).

En injectant l'expression de C_D^s dans eq. (2.2), nous déduisons que, pour la sphère, W_b s'exprime comme :

$$\left(\frac{12}{Re_p} + \frac{6}{1+\sqrt{2Re_p}} + 0.4\right) {W_b}^2 = \frac{4}{3} d_p \left(1-\rho_*\right) g. \tag{2.3}$$

De manière analogue, en utilisant C_D^d dans eq. (2.2), nous déduisons que, pour le disque, W_b s'exprime comme :

$$\frac{64}{\pi Re_p}\left(1 + 0.138 Re_p^{0.792}\right) {W_b}^2 = 2\left(1-\rho_*\right)\frac{d_p}{\chi} g. \tag{2.4}$$

Il est important de souligner que, d'après eq. (2.3) et eq. (2.4), W_b dépend non pas de ρ_p mais de l'écart en densité entre les particules et le fluide à travers ρ_*. Or dans notre cas, cet écart est de l'ordre de quelques kg/m^3, soit de l'ordre de 0.5 % (Table 2.2 et 2.3). Ainsi la moindre dispersion sur ρ_p induit une forte incertitude sur W_b. De plus, nous retrouvons que W_b dépend des dimensions de la particules. C'est pourquoi nous avons finement mesuré ρ_p et d_p et nous avons vérifié la précision de nos mesures au travers de W_b.
Pour quantifier l'influence des incertitudes de mesure sur les dimensions et la densité des particules, nous avons mesuré, par une technique d'ombroscopie, la vitesse de remontée dans un fluide au repos des disques et des particules P2 et P6. La cuve de mesure était suffisamment large pour que les effets de confinement soient négligés. Les particules étaient lâchées dans un fluide au repos et étaient suivies sur un fond blanc. Pour les disques, le suivi a été fait à l'aide d'une caméra car leur dynamique est plus complexe que pour une sphère. Chaque expérience était répétée trois à quatre fois. Pour les particules P2 et P6, la mesure ayant été faite au chronomètre, le nombre de répétitions a été augmenté pour diminuer l'incertitude de mesure. Pour celles avec $\rho_* = [0.995, 0.990]$ (faible vitesse de remontée), elle a été répétée pour 10 particules sélectionnées arbitrairement. Pour les particules P6 avec $\rho_* = 0.960$ ($W_b \approx 6$ cm/s), W_b a été moyennée sur 72 répétitions pour 2 particules différentes sélectionnées arbitrairement.
La mesure expérimentale, W_b^{exp}, est comparée à celle calculée analytiquement grâce aux équations (2.3) et (2.4), W_b^{th} (Fig. 2.4). Un très bon accord a été trouvé entre les deux, avec une différence de 3 % en moyenne. La plus grande différence entre W_b^{expe} et W_b^{th} est de 15 %. Elle a été mesurée pour le disque $D3_3$ et les particules P6 lorsque celles-ci sont dans un régime respectivement périodique et oblique (insertion Fig. 2.4). En effet, pour ces deux cas, le sillage des particules est complexe et affecte leur trajectoire. Leur vitesse de sédimentation moyenne est donc légèrement différente de ce que prévoit la théorie. Néanmoins, l'estimation de W_b par l'équilibre de flottabilité-traînée reste acceptable même pour ces régimes plus complexes.
En conclusion, la très bonne estimation de la vitesse de la particule, différant en moyenne de 3 % par rapport à la mesure, indique que la tolérance que nous avons autorisée, sur à la fois les dimensions et la densité des particules, est tout à fait acceptable. Nous remarquons aussi que malgré la limite de validité de l'expression de C_D^d ($Re_p > 130$) pour le disque, W_b reste correctement estimée.

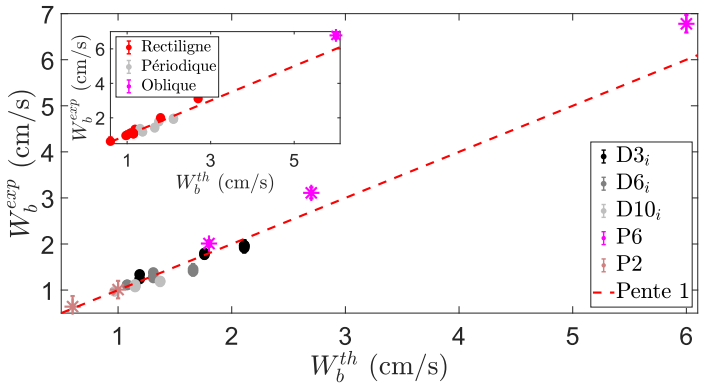


FIGURE 2.4 – Vitesse de sédimentation mesurée expérimentalement, W_b^{exp}, en fonction de celle estimée à partir de l'équilibre flottabilité-traînée, W_b^{th}. L'insertion correspond aussi à W_b^{exp} en fonction W_b^{th} mais en classant les particules par régime de sédimentation (rectiligne, périodique ou oblique).

2.3 Mesures des profils verticaux de concentration en particules

Pour mesurer les profils de concentrations, $n_p(z)$, des particules sphériques dans une turbulence de grille oscillante, deux métrologies ont été utilisées. Dans un premier temps, la mesure dans le plan d'une nappe laser à l'aide d'une caméra est décrite (Section 2.3.1). Celle-ci permet de déterminer la position (x, z) des particules sur chaque image. En revanche, avec cette métrologie, nous n'avons pas accès à leur vitesse car les particules ne sont pas suivies individuellement d'un instant à l'autre.
Pour réaliser ce suivi particulier, qualifié en mécanique des fluides de suivi Lagrangien, une métrologie, reposant sur la triangulation entre les images acquises par 4 caméras aux angles d'observation différents, a été utilisée. Cette technique de PTV-4D (suivi de particules en 4 dimensions) est décrite dans la Section 2.3.3. A noter que l'accès à la vitesse des particules en plus d'une mesure de leur concentration n'est pas la seule motivation nous ayant incités à utiliser cette métrologie de pointe (Section 2.3.2).
Enfin, nous décrivons dans cette section la métrologie nous ayant permis de mesurer la probabilité de présence à une altitude donnée de disques isolés. Cette mesure, réalisée par stéréoscopie, est décrite Section 2.3.5. Elle permet aussi de suivre en temps et en espace des particules, mais cette fois, grâce à deux caméras aux angles de vue différents. Cependant elle n'est pas adaptée pour suivre un grand nombre de particules car dans le cas d'une suspension, même diluée, les particules peuvent se cacher entre elles rendant leur suivi impossible [2].
Les métrologies utilisées pour chaque type de particules ainsi que, le fluide, leur densité, leur nombre et les paramètres de forçages sont synthétisés dans la Table 2.4. Pour l'ensemble des expériences, les acquisitions étaient faites entre 10 à 15 min après l'activation de la grille

2. Pour contrebalancer cet effet, il faut augmenter le nombre de vues, soit le nombre de caméras. C'est pour cela que, non pas 2 mais 4 caméras ont été utilisées pour la caractérisation en volume des suspensions de sphères.

oscillante. Nous évitions ainsi l'observation de phénomènes transitoires liés aux conditions initiales non parfaitement contrôlées. Pour s'assurer de la reproductibilité des expériences, 3 à 4 répétitions de la même expérience étaient réalisées.

Type de particules	Métrologie	Fluide	ρ_*	Nb. de particules	Dispositif	Re_g
P6	Plan laser	Homogène	0.995 ; 0.990	$\approx$ 1 400	Grille 1	2 400 ; 1 730 ; 800 ; 590.
		Bi-couche	0.998	$\approx$ 1400	Grille 1	1730 ; 800.
	PTV-4D	Homogène	0.998	240	Grille 2	7 980 ; 4 790 ; 3 190 ; 1 200.
P2	PTV-4D	Homogène	0.995	1 400	Grille 2	7 980 ; 4 790 ; 3 190 ; 1 200.
P0	PTV-4D	Homogène	0.990	$\approx$ 20 000	Grille 2	7 980 ; 4 790 ; 3 190 ; 1 200.
Disques	Stéréoscopie	Homogène	0.996	1	Grille 2	7 980 ; 4 790 ; 3 190 ; 1 200.

TABLE 2.4 – Paramètres expérimentaux et métrologies utilisées pour mesurer la distribution spatiales des particules. Pour plus de détails sur les caractéristiques des particules P6, P2 et P0 se référer à la Table 2.2, pour les disques se référer à la Table 2.3 et pour les dispositifs expérimentaux se référer à la Table 2.1.

2.3.1 Mesures par acquisition dans un plan laser

Pour ces mesures, un laser CFR 200 de *Quantel* a été utilisé. Il possède une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et peut éclairer avec une énergie allant jusqu'à 200 mJ. Le faisceau laser était éclaté dans la direction verticale de sorte que la nappe laser générée ait une épaisseur de l'ordre de $1.7d_p$ ($\approx$ 1 cm). Ce choix a permis d'augmenter la probabilité d'avoir des particules dans le plan de la nappe laser sans pour autant qu'elles se cachent entre elles. La zone d'observation était de la largeur de la cuve, soit 1 m, sur 70 cm de hauteur. Grâce à une caméra sCMOS pco.edge, de résolution 2160×2560 placée à 6.5 m du dispositif, une résolution spatiale de 540 μm a pu être obtenue. Les acquisitions ont été faites grâce au logiciel CamWare©, sur des durées de 5 min à la fréquence d'acquisition de 10 Hz, soit entre 450 et 900 périodes de grille selon l'expérience.
Enfin, la conversion des pixels en centimètres a été réalisée grâce à une étape de calibration. Pour se faire, trois réglets placés proche de la surface libre, à la même altitude z mais à trois positions horizontales distinctes du plan laser ($x = L/5$, $x = L/2$ et $x = 4L/5$, avec L la largeur de la cuve), ont été utilisés. Ces mesures en 3 points de l'espace ont permis de corriger les effets de parallaxe induisant une courbure de la surface libre sur les bords de l'image.
Comme mentionné plus haut, les particules ne sont pas suivies en temps et en espace avec cette métrologie. En revanche elles sont repérées dans le plan de la nappe laser par les coor-

données (x, z). Comment concrètement les avons-nous repérées à partir des images acquises par la caméra ?
Grâce au logiciel commercial Matlab©, un pré-traitement est appliqué sur l'image pour faciliter la détection des particules en augmentant le contraste entre ces dernières et le reste de l'image. Tout d'abord, les particules réellement présentes dans la nappe laser sont identifiées grâce à la fonction *im2bw*. L'opérateur fournit un seuil d'intensité lumineuse en dessous duquel l'information est considérée comme du bruit. Il s'agit typiquement de l'intensité lumineuse du fond de l'image et / ou des particules hors de la nappe laser mais tout de même légèrement éclairées (Fig. 2.5(a)). Dans l'optique de faciliter la détection du centre des particules, les images sont ensuite binarisées grâce aux fonctions *imfill* et *bwlabel*. Elles permettent respectivement d'imposer l'intensité lumineuse du fond de l'image à zéro et celle de tout contour ou objet visible sur l'image à 1 (Fig. 2.5(b)).
Finalement, les particules sont détectées grâce à la fonction *regionprops* qui détecte les zones où l'intensité lumineuse vaut 1. Cette fonction retourne le contour, l'aire et la position du centre de chacune des zones détectées (Fig. 2.5(c)).

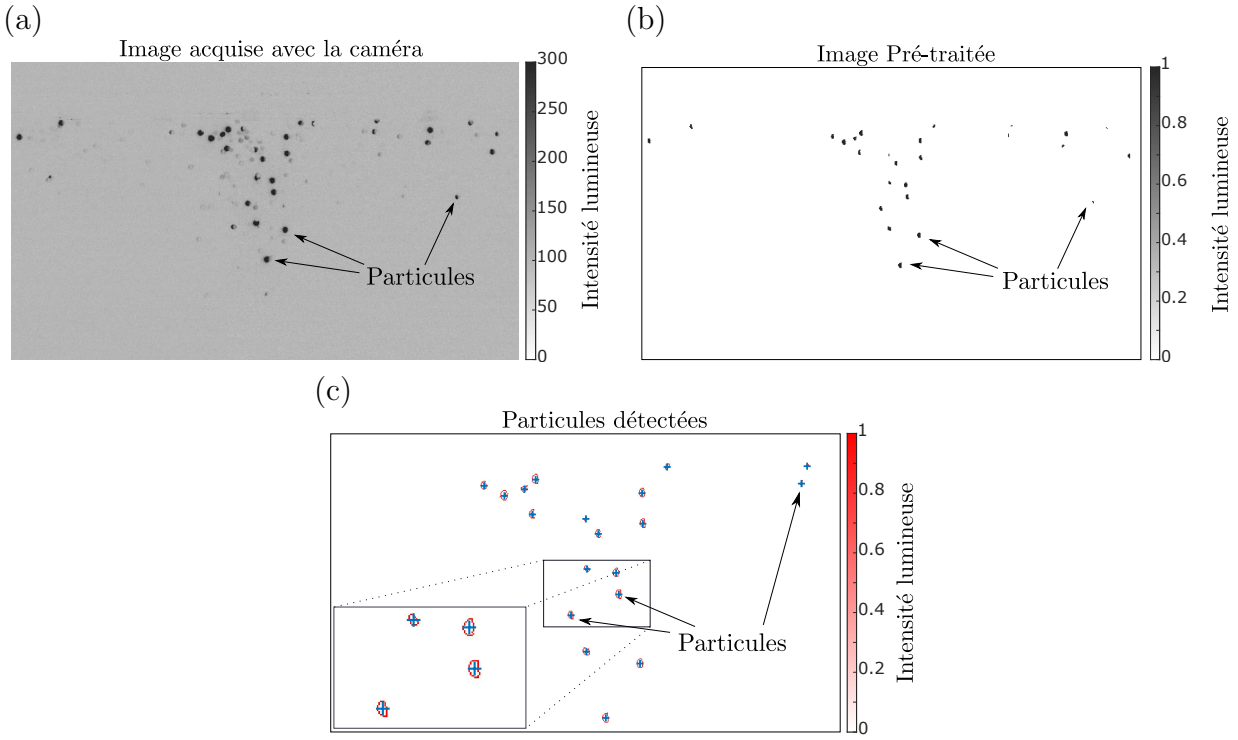


FIGURE 2.5 – (a) Image de la caméra sans pré-traitement. (b) Image pré-traitée grâce aux fonctions *im2bw*, *imfill* et *bwlabel* du logiciel commercial Matlab©. (a) Particules détectées par la fonction *regionprops*. Les cercles rouges correspondent aux contours des objets détectés et les croix bleues à leur centre.

Nous remarquons que les contours récupérés n'ont pas la même taille. Ceci s'explique par le possible dé-centrage des particules par rapport au plan de la nappe laser dont l'épaisseur est, nous le rappelons, de $1.7d_p$. De plus, ces contours loin d'être parfaitement sphériques, sont plus proches de demi-Lunes. En effet, les particules ne sont éclairées que d'un seul côté,

leur ombre portée est donc visible. Pour corriger cela, un renvoi de la lumière aurait pu être mis en place ; mais au vue de la taille du dispositif aucun miroir, suffisamment grand, n'était disponible au moment de la campagne expérimentale. Cependant, ce défaut de sphéricité n'a pas d'impact sur la mesure de $n_p(z)$. Il induit une incertitude sur la position horizontale du centre de la particule, or seule sa position verticale est utilisée pour le calcul des profils verticaux de concentration.
Finalement, les profils instantanés de concentration en particules, $n_p(t, z)$, sont obtenus par comptage de ces dernières à chaque altitude. Ils sont ensuite moyennés en temps pour obtenir $n_p(z)$. Pour que ce calcul de moyenne aboutisse (converge), cela suppose un nombre suffisant d'images dé-corrélées entre elles. Un point que nous avons avons vérifié en étudiant la convergence statistique des données sur à la fois le nombre moyen de particules à une altitude donnée, $n_p(z_i)$, et sur l'écart type de cette quantité, $\sigma\left(n_p(z_i)\right)$ (Fig. 2.6(a) et (b)).

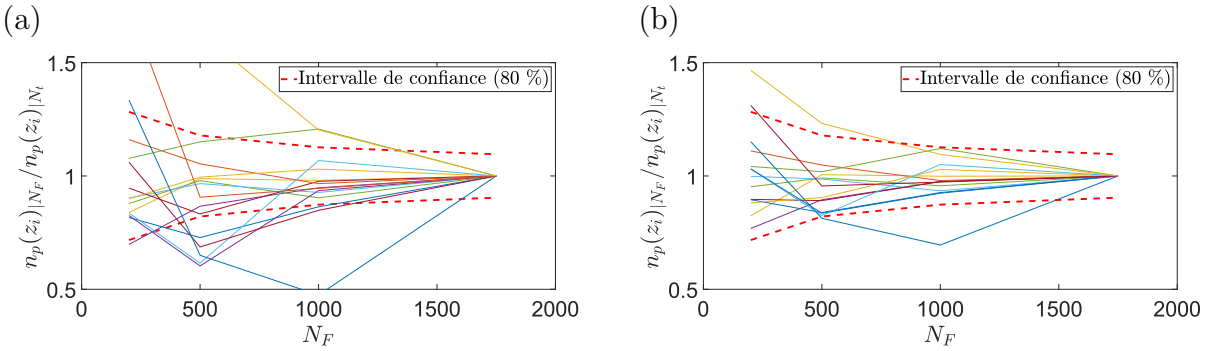


FIGURE 2.6 – Etude de la convergence statistique des mesures de concentration dans le plan d'une nappe laser pour : (a) le nombre moyen de particules à une altitude donnée, $n_p(z_i)$, et (b) l'écart type de $n_p(z_i)$. Les lignes continues correspondent au nombre de particules à une altitude arbitraire donnée. N_F est le nombre d'images sur lequel sont calculés la moyenne et l'écart type. N_t est le nombre total d'images.

A noter que pour calculer $n_p(z)$, nous avons parlé d'un comptage de particules à chaque altitude. Plus précisément nous avons comptabilisé le nombre de particules à $z + \frac{\Delta z}{2}$, avec Δz la résolution spatiale suivant z. Mais comment choisir correctement Δz pour comptabiliser un nombre représentatif de particule à chaque z sans pour autant diminuer la résolution spatiale ?
Pour répondre à cela, le profil de concentration a été calculé pour plusieurs Δz, multiples de d_p (Fig. 2.7(a)). L'écart-type de $n_p(z)$ a aussi été calculé (Fig. 2.7(a)), car il traduit la dispersion à la moyenne, soit autrement dit l'incertitude de mesure. Les profils $n_p(z)$ obtenus ne sont pas drastiquement différents (Fig. 2.7(a)). En revanche, des différences notables sont visibles pour $\sigma(n_p(z))$. Notamment, les profils de $\sigma(n_p(z))$ sont plus lisses et diminuent à mesure que Δz augmente (Fig. 2.7(b)). En effet, lorsque Δz est grand, le nombre de particules comptabilisées à chaque altitude $z + \frac{\Delta z}{2}$ augmente. La mesure est donc plus fiable. Cependant lorsque Δz augmente, le profil $n_p(z)$ est décrit plus grossièrement. Un compromis, entre l'incertitude de mesure et une résolution spatiale assez fine, a donc était fait en fixant, pour ces mesures, la résolution verticale à $\Delta z = 2d_p$.

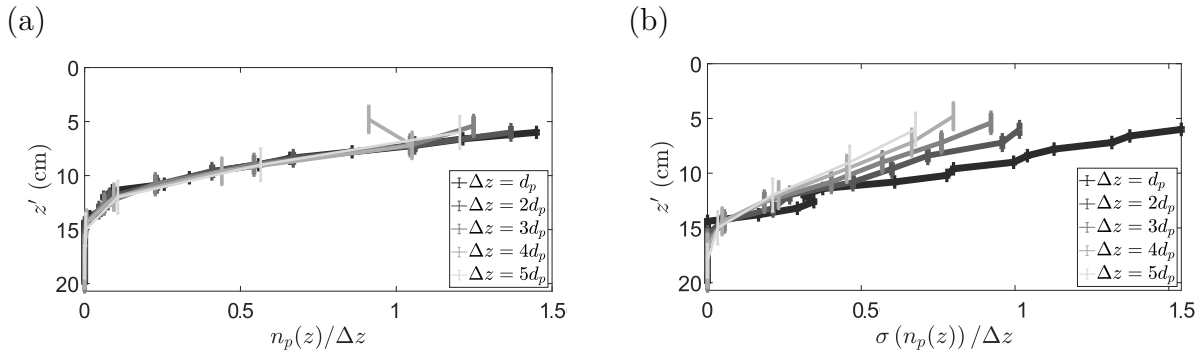


FIGURE 2.7 – (a) Profil vertical de concentration en particules, $n_p(z)$, calculé pour plusieurs résolutions spatiales, Δz. (b) écart type de $n_p(z)$ pour illustrer l'incertitude de mesure associée à la résolution spatiale.

2.3.2 Pourquoi une évolution vers une nouvelle métrologie ?

Grâce aux mesures dans le plan d'une nappe laser, les profils verticaux de concentration en particules ont pu être mesurés. Cette métrologie a pour avantage d'être relativement facile à mettre en place. De plus, les données générées permettent le calcul relativement aisé de $n_p(z)$, avec des temps de calcul inférieurs à l'heure. Cependant, comme mentionné plus haut, les particules ne sont suivies ni en espace ni en temps avec cette métrologie. L'accès à leur vitesse n'est donc pas possible. Or, une comparaison entre la vitesse moyenne des particules dans une turbulence analogue à celle du vent et des vagues déferlantes, et la vitesse théorique, déduite de l'équilibre flottabilité représente un enjeux majeur. En effet, cela permettrait de vérifier (ou infirmer) les hypothèses actuellement faites sur W_b, dans les modèles de correction des concentrations de plastiques. L'utilisation d'une nouvelle métrologie, la PTV-4D, pour avoir accès à cette information nous a donc paru cruciale. D'autres raisons nous ont aussi poussé à faire évoluer l'approche vers une mesure en volume, à savoir le nombre de particules comptabilisées et la distribution horizontale des particules.
Afin de pouvoir négliger les effets collectifs et les couplages bi et quatri-latéraux entre les particules et le fluide, le nombre de particules dans le volume était tel que $\phi_p \leq 10^{-4}$. Cependant au vue du faible nombre de particules que cela représentait dans le volume, les mesures dans le plan laser ne permettaient de comptabiliser au plus 5 particules à chaque altitude. Ainsi, malgré une convergence temporelle des données, nous avons voulu nous assurer de la représentativité de ces mesures faîtes dans le volume très restreint que représente la nappe laser $0.7 \times 1 \times 1.7 d_p$ m^3.
De plus, nous avons observé que la distribution horizontale des particules n'est pas homogène, et ce malgré les précautions prises sur à la fois ϕ_p et Re_p. Les particules s'accumulaient, en fonction de la fréquence d'oscillation de la grille, dans des zones souvent symétriques par rapport à x et y (Fig. 2.8). Par exemple, pour $f_g = 1$ Hz, les particules se concentraient au centre de la cuve. Au contraire, lorsque $f_g = 1.5$ Hz, quatre amas distincts étaient observés en $x = y = 1/4$ de cuve. Ce nombre augmentait avec la fréquence de grille pour atteindre un maximum à $f_g = 3$ Hz (9 amas). Au-delà de cette fréquence, une migration des particules vers un angle de la cuve ne survenait ($f_g = 5$ Hz). La nappe laser était donc translatée au

centre ou au quart de la cuve de mesure pour illuminer les zones d'intérêt (Traits pointillés sur la figure 2.8).

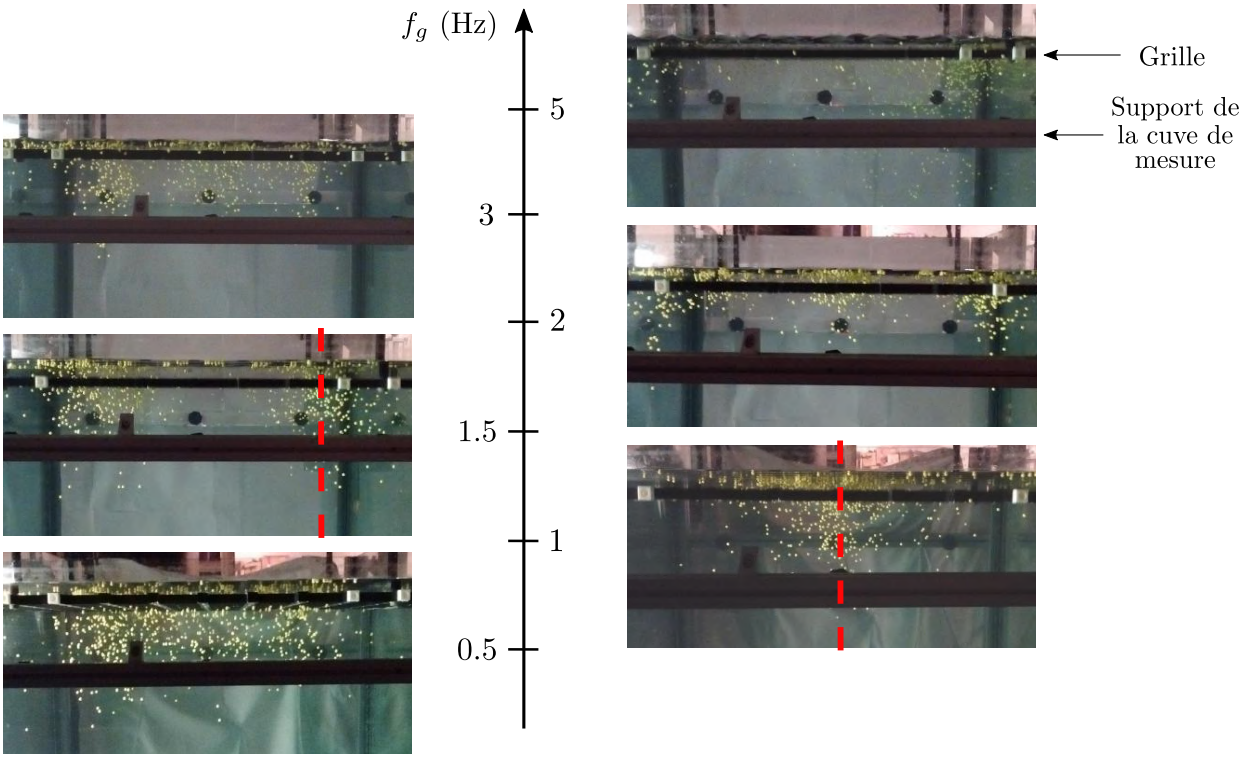


FIGURE 2.8 – Distributions horizontales observées en fonction de la fréquence de grille, f_g, pour les particules P6 (en jaune sur les photos). Les traits pointillés rouges, pour $f_g \leq 1$ Hz et $f_g \geq 1.5$ Hz, illustrent les plans des nappes lasers, respectivement au milieu et quart de cuve.

Par manque de temps, nous n'avons pas pu faire une étude plus poussée, mais nous suspectons que ces organisations spatiales soient associées aux modes propres de la cuve de mesure. En effet, certains modes propres de vibrations de la surface libre correspondent aux fréquences de forçage, par exemple les modes 2 et 3, symétriques selon les directions x et y, correspondent respectivement à $f_g = 1$ Hz et $f_g = 1.5$ Hz. Plus de détails sont donnés Annexe **A.2**.2. Pour les modes supérieurs la question reste ouverte. Par exemple, à $f_g \geq 2$ Hz les modes propres théoriques ne coïncident plus avec les zones d'accumulation préférentielle. Des effets non-linéaires ou la présence d'écoulements moyens (cf. Chapitre 4) doivent sans doute survenir, comme le laisse supposer la dérive horizontale vers un angle de la cuve ($f_g = 5$ Hz). Cette dérive horizontale est néanmoins plus lente que la formation des amas à fréquence plus faible. A titre de comparaison, les amas apparaissaient en l'espace de 2 à 3 minutes alors que la dérive globale vers un angle de la cuve n'était visible qu'au bout de 30 minutes.
Ainsi, la volonté d'avoir accès aux vitesses des particules associée à celle de vérifier les conclusions tirées des profils de concentrations obtenus par les mesures dans le plan laser ont conduit à la mise en place d'une métrologie en volume. Les profils $n_p(z)$ obtenus avec les deux métrologies sont comparés dans la Section 2.3.4.

2.3.3 Mesures par PTV-4D

2.3.3.1 Principe de la PTV-4D

Cette métrologie permet le suivi Lagrangien, soit le suivi individuel en temps et en espace, jusqu'à 200 000 particules en suspension dans un fluide. Son principe est le suivant : quatre caméras, synchronisées entre elles, observent sous différents angles de vue le même volume de fluide contenant les particules (Fig. 2.9). Les trajectoires des particules sont ensuite reconstruites à partir des différents angles de vue, grâce à un algorithme, appelé *Shake The Box* (STB). Ce dernier est présenté dans la Section 2.3.3.4.

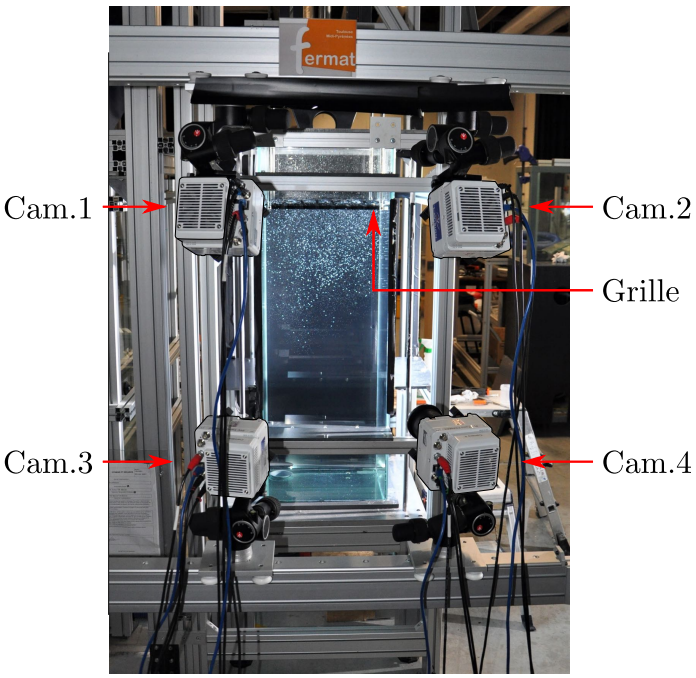


FIGURE 2.9 – Photo du dispositif expérimental de la grille 2 pour les expériences de PTV-4D. Photo prise pour la mesure de la concentration en volume des particules P2 avec un Reyndols de grille $Re_g = 7\ 980$.

Pour assurer la conversion des pixels en mètres une calibration un peu particulière en deux temps est faite. Les deux étapes sont décrites aux Sections 2.3.3.2 et 2.3.3.3.
Au laboratoire, cette métrologie est beaucoup utilisée pour caractériser des écoulements en volume. On parle alors de TOMO-PIV. Dans ce cas, les particules sont illuminées par un laser dont le faisceau est éclaté horizontalement et verticalement de sorte à générer, non pas une nappe laser, mais un volume laser, de quelques dizaines de cm^3, éclairant la zone d'intérêt. Dans le cas de cette thèse, nous avons utilisé cette métrologie de pointe pour caractériser des suspensions de sphères. La fraction volumique étant de l'ordre de 10^{-4} (Voir Table 2.4 le nombre de particules dans le volume) le challenge n'a pas été sur le nombre de particules à suivre mais sur la taille du volume à visualiser pour comptabiliser un nombre représentatif de particules. Pour se faire, un éclairage en lumière blanche, illustré Fig. 2.9 et précisé ci-après, a été mis en place.

Pour ces mesures, quatre caméras VEO 640 Phantom de résolution 2560×1600 pixels^2 ont été utilisées. Elles sont fixées sur un châssis Norcan à environ 1 m de la cuve de mesure et chaque caméra est montée sur une rotule permettant son orientation. Les caméras du haut étaient positionnées de sorte à avoir une vision rasante par rapport à la position haute de la grille tout en permettant d'observer la largeur de la cuve sur 60 cm de hauteur. Celles du bas étaient, quant à elles, ajustées en conséquence pour couvrir le même champ. Afin que l'image soit nette sur l'ensemble du volume de mesure, soit $40 \times 40 \times 60$ cm^3, l'axe optique des caméras doit être perpendiculaire à la face avant de la cuve de mesure. Pour permettre cela malgré des angles de vues différents, des montures *Scheimflug* sont ajoutées entre le capteur et l'objectif de chaque caméra.
Pour éclairer ce volume important de fluide, nous avons utilisé une lumière blanche émise par un Kolbold 575 de marque Bron© placé à environ 3 m de la cuve de mesure. Sa puissance, de 575 W, assurait une lumière homogène sur toute la profondeur de la cuve ($L = 40$ cm). Afin de limiter l'ombre propre des particules pouvant causer une erreur sur leur position horizontale (Section 2.3.1), un fond blanc brillant a été placé en face de la source lumineuse. Nous n'avons pas pu utiliser de miroir pour renvoyer la lumière à cause du peu d'espace disponible derrière le dispositif expérimental (Fig. 2.9).
Enfin, les acquisitions ont été faites grâce au logiciel commercial Davis© de LaVision©, sur des durées variant selon les expériences entre 360 T_g et 640 T_g. Pour garantir le suivi des particules même sous la grille, où l'agitation est plus forte, la fréquence d'acquisition, f_{acq}, était ajustée en fonction du forçage et des particules. Ainsi, f_{acq} a été choisie à partir d'un temps basé sur l'accélération de la grille (détails Section 2.5.2), puis ajustée par itération grâce à des tests préliminaires sur quelques périodes de grille. Pour les particules P6 et P2, f_{acq} varie entre 10 et 17 f_g et pour les particules P0 entre 16 et 17 f_g.

2.3.3.2 Calibration avec une mire (Partie 1)

Afin de réaliser la conversion des pixels en mètres, une mire a d'abord été utilisée. Cependant, la visualisation étant 3D, une simple mire plane placée dans le plan, comme précédemment (Section 2.3.1), ne pouvait être envisagée. Nous avons utilisé une mire 3D, illustrée Fig. 2.10(a), de LaVision© (référence : 412-20 SSDP). Son motif est constitué de ronds blancs sur un fond noir mat. En son centre se trouvent un triangle et un carré, utilisés comme référence par le logiciel de post-traitement pour définir l'origine et la direction de respectivement l'axe x et l'axe z.
Les spécificités d'une calibration pour des mesures de PTV-4D, ne s'arrêtent cependant pas à l'utilisation d'une mire 3D : des acquisitions de cette dernière dans différents plans de l'espace sont nécessaires. Dans cette thèse, la mire a été placée dans 6 plans dans la direction y chacun espacé de $\Delta y = 6.5$ cm (traits pointillés rouges sur la figure 2.10(b)). Pour réaliser des acquisitions de la mire dans ces différents plans, le protocole suivant était suivi.
Tout d'abord la cuve était remplie avec le fluide utilisé pour la mesure de PTV-4D (sa préparation et le remplissage de la cuve de mesure sont décrits Section 2.4). Une fois le niveau d'eau ajusté, la grille oscillante était extraite de la cuve pour y introduire la mire 3D. Celle-ci est placée parallèlement par rapport à la face proche des caméras ("Face caméras" sur la figure 2.10(b)). Le parallélisme de la mire par rapport aux parois de la cuve et son

horizontalité par rapport à la surface libre doivent être scrupuleusement vérifiés pour ne pas induire d'erreur sur la position des particules. Pour se faire, un niveau laser ainsi que des mesures en différents points au réglet et des marquages permanents sur la cuve ont été utilisés. La mire a été ensuite translatée suivant l'axe y, grâce à un système de translation linéaire (Fig. 2.10(b)). Ce dernier n'étant pas piloté par ordinateur, le parallélisme et l'horizontalité de la mire étaient donc re-vérifiés à chaque translation, dans un nouveau plan.

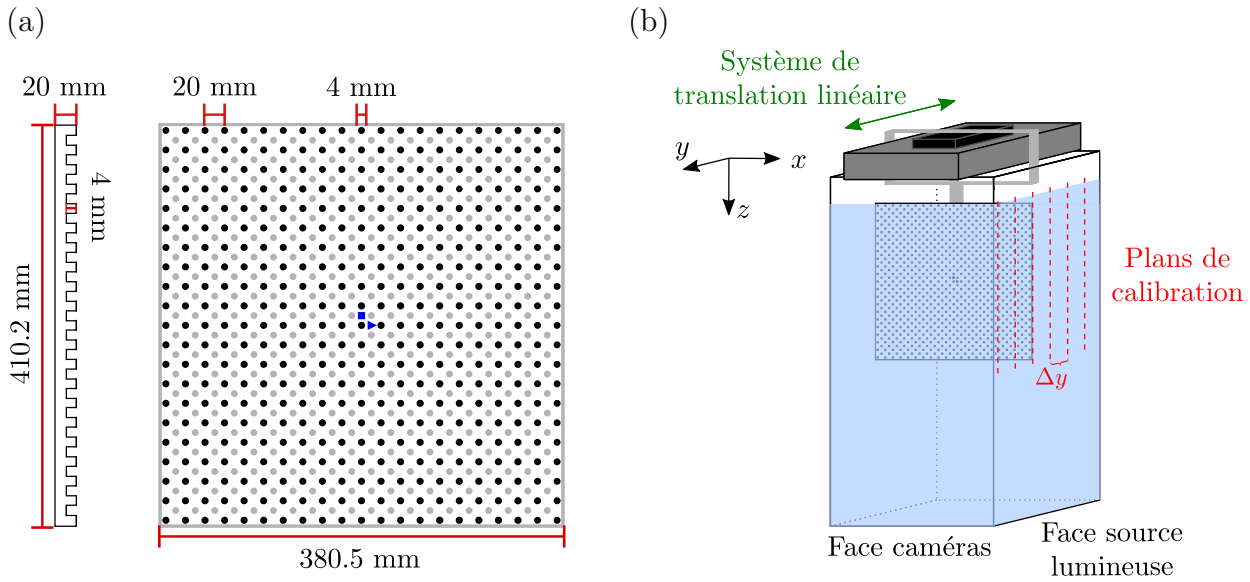


FIGURE 2.10 – représentation schématique de (a) la mire 3D et (b) le dispositif expérimental pour la calibration.

Un algorithme automatique de détection, implémenté dans le logiciel Davis©, a ensuite été utilisé pour repérer le centre des ronds de la mire ainsi que le triangle et le carré évoqués précédemment. La distance entre les différents motifs étant parfaitement connue par le logiciel, ce dernier construit la fonction de transfert (FT) permettant de convertir les images 2D en coordonnées dans l'espace.
Une fois la calibration terminée, la mire était extraite de la cuve de mesure et la grille y était replacée. Son horizontalité par rapport à la surface libre était vérifiée de même que son centrage par rapport aux parois. Enfin, pour garantir la pureté extrême du fluide, requise pour les mesures de PTV-4D, le fluide était filtré à 100 μm avant d'introduire les particules dans la cuve. Nous avons privilégié un système de filtration plutôt qu'une vidange et un nouveau remplissage afin d'éviter un mouvement de la cuve, des caméras ou de leur support. En effet, si tel avait été le cas, la calibration déterminée au préalable n'aurait plus été valable. A noter que la calibration a été faite à chaque remplissage de la cuve avec un nouveau fluide car, nous rappelons que, si deux fluides n'ont pas la même densité, alors leur indice de réfraction est différent. De ce fait la loi de calibration déterminée pour le premier fluide ne peut être appliquée au second.

2.3.3.3 Calibration par *"self-calibration"*(Partie 2)

Grâce à la calibration avec la mire, une résolution spatiale de l'ordre de 10 μm a été obtenue. Une telle précision ne peut souffrir aucune modification de l'orientation des caméras par rapport au dispositif expérimental. Une condition qui dans un dispositif sans actionneur mécanique est déjà très difficile à satisfaire à cause, par exemple, des vibrations induites par les ventilateurs placés sur les caméras pour éviter leur surchauffe, ou encore la dilatation thermique (lorsque la salle n'est pas régulée en température en permanence). Dans notre cas, la température de la salle d'expérimentation pouvait augmenter de 2 °C entre le début et la fin de la journée à cause de la source lumineuse éclairant les particules. Nous avons en plus été confrontés aux vibrations de la cuve de mesure induites par le forçage mécanique. Malgré la précaution prise de monter la grille et son actionneur sur un bâti indépendant de celui de la cuve, une partie des vibrations étaient transmises par le fluide. Ainsi pour les forçages à 5 Hz, la paroi de cette dernière vibrait jusqu'à ± 25 μm à certains endroits.
Pour tenir compte de tous ces aléas, une deuxième étape de calibration était nécessaire : la *self-calibration*. Celle-ci était faite avant le post-traitement de chaque séquence même si les particules et le fluide restaient inchangés. Nous présentons ici son principe mais plus de détails sont disponibles dans Wieneke (2008).
Dans un premier temps, un algorithme détermine, à l'instant t et pour chaque caméra i, la position 2D des particules $(x_i,\, z_i)$. Par triangulation entre les différentes vues, les coordonnées en volume de chaque particules $(X,\, Y,\, Z)$ sont déterminées. Ces dernières sont ensuite re-projetées en 2D en appliquant la FT inverse, déterminée à l'aide de la calibration avec la mire (Section 2.3.3.2). Pour chaque caméra, les coordonnées 2D re-projetées $(x'_i,\, z'_i)$ sont alors obtenues. Si aucune modification de l'orientation des caméras par rapport au dispositif n'a été faite, alors les coordonnées $(x'_i,\, z'_i)$ sont exactement $(x_i,\, z_i)$. Si ce n'est pas le cas, les coefficients de la FT initialement calculés sont ajustés.
En pratique la différence entre $(x_i,\, z_i)$ et $(x'_i,\, z'_i)$ est quantifiée grâce à une carte de disparité. Celle-ci est construite en divisant l'image en sous-domaines. Le déplacement moyen pour chaque sous-domaine entre $(x'_i,\, z'_i)$ et $(x_i,\, z_i)$ est déterminé. En moyennant ces déplacements sur quelques centaines d'images dé-corrélées entre elles, les cartes de disparité illustrées Fig. 2.11(a-b) sont obtenues. Si aucune modification de l'orientation des caméras par rapport au dispositif n'a été faite, alors les vecteurs déplacements sont des vecteurs nuls. Sinon, il s'agit de vecteurs déplacements non nuls tous orientés dans la même direction (Fig. 2.11(a)). En effet, la modification de l'orientation des caméras se traduit par un mouvement d'ensemble cohérent. Les coefficient de la FT initiale sont alors corrigés de telle sorte à minimiser ces vecteurs déplacements Fig. 2.11(b).
Plusieurs corrections successives pouvaient être appliquées (entre 2 et 10 selon les cas), de telle sorte que les vecteurs déplacements soient inférieurs ou égaux à 0.1 px. Une fois, cette précision atteinte, la fonction de transfert corrigée est sauvegardée et utilisée pour calculer les positions 3D des particules. Elle est appelée *Fonction de Transfert Optique* (FTO). Celle-ci a l'avantage, en plus de corriger les modifications d'orientation des caméras, de tenir aussi compte de la forme des particules vue par chaque caméra, ce qui améliore grandement le suivi lagrangien en facilitant la reconnaissance des particules entre deux instants (Wieneke, 2008).

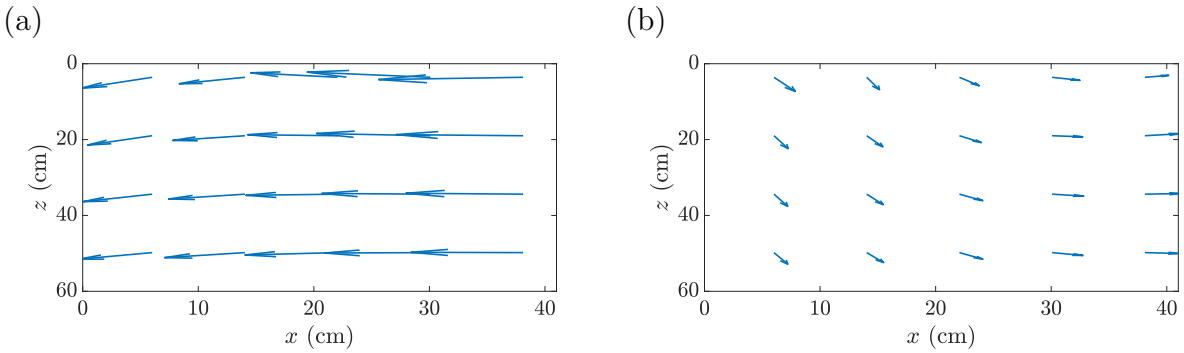


FIGURE 2.11 – Exemple de cartes de disparité obtenues pour la caméra 1 (a) avant et (b) après la *self-calibration*.

2.3.3.4 Calcul des trajectoires : l'algorithme Shake The Box (STB)

Une fois les deux étapes de la calibration effectuées, les trajectoires des particules peuvent être calculées grâce à l'algorithme *Shake The Box* (STB). Pour faciliter ce calcul, un pré-traitement est appliqué sur les images, grâce au logiciel Davis©. Comme pour les mesures dans le plan laser, il consiste à augmenter le contraste entre les particules et le reste de l'image. L'image de fond, obtenue en moyennant les images sur l'ensemble de la série temporelle, est d'abord soustraite grâce à la fonction *substract*. Les arêtes de la cuve et les reflets des particules sont ainsi supprimés ((Fig. 2.12(a-b)). L'intensité lumineuse du fond est ensuite mise à zéro toujours grâce à la fonction *substract* (Fig. 2.12(c)). A noter que pour les particules P2 et P6, leur taille est supérieure à celle tolérée par l'algorithme STB (moins de 10 px). Une étape supplémentaire, à la suite du pré-traitement Davis©, pour diminuer artificiellement leur taille a donc été réalisée (Annexe **A.2**.3).

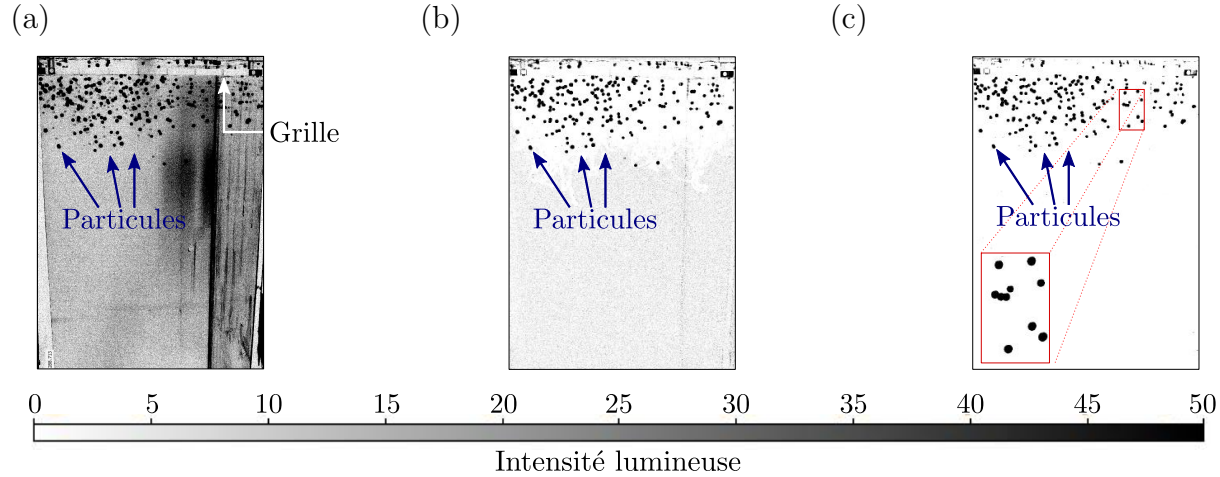


FIGURE 2.12 – Image de la caméra 1 : (a) sans pré-traitement ; (b) une fois l'image de fond soustraite et (c) une fois l'image de fond soustraite et l'intensité du fond imposée à zéro.

C'est sur ces images pré-traitées que l'algorithme STB est utilisé. Il est constitué de 3 phases : l'initialisation, la phase de convergence et celle convergée. Comme précédemment, nous ne

donnons que son principe de fonctionnement. Plus de détails sont disponibles dans Schanz *et al.* (2016).
Lors de la phase d'initialisation, l'algorithme identifie les particules sur les premiers instants, t_{ini}, de la séquence d'images. La détection des particules est faite grâce à une méthode de triangulation itérative (Schanz *et al.*, 2016). Si les particules sont détectées sur l'ensemble des t_{ini}, alors elles sont considérées comme des particules réelles. Si au contraire, une particule n'est pas détectée sur tous les instants t_{ini}, alors elle est considérée comme une particule fantôme (*"ghost particle"* en anglais) et sa trajectoire ne sera pas calculée. A noter que dans le cadre de cette thèse, $t_{ini} = 4$, ainsi une particule sera considérée comme réelle si elle est détectée sur au moins 4 instants successifs.
Au cours de la phase de convergence, l'algorithme calcule la trajectoire à des instants t_n supérieurs à t_{ini}. En se basant sur les portions de trajectoires calculées sur les premiers instants, il prédit la position des particules à l'aide d'une extrapolation polynomiale d'ordre 2. Chaque position prédite est ensuite raffinée pour se rapprocher de celle réelle, lors d'une étape de *"shaking"*. Cette étape repose sur un critère de minimisation de l'image résiduelle entre l'image réelle et celle reconstruite par la prédiction. Durant cette phase de convergence, le nombre de particules détectées et suivies évolue à chaque instant jusqu'à atteindre un nombre relativement constant, marquant le début de la phase convergée (Fig. 2.13).

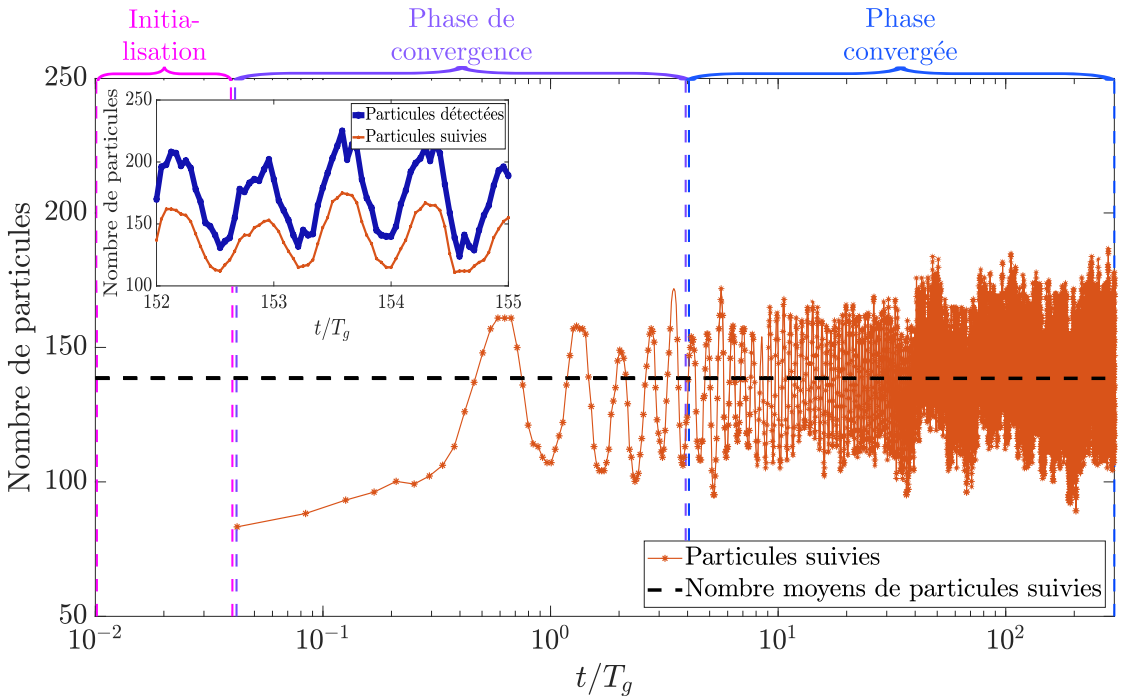


FIGURE 2.13 – Nombre de particules P6 détectées grâce à l'algorithme STB pour un forçage avec $Re_g = 3\ 190$. Les différentes phases décrites dans le texte sont également repérées. L'insertion est un zoom entre les instants $152T_g$ et $155T_g$ pour illustrer les fluctuations du nombre de particules sur à la fois le nombre de particules détectées (trait épais) et sur celui des particules suivies (trait fin).

Afin d'éliminer ou au contraire d'augmenter le nombre de particules détectées et suivies, plusieurs critères sont appliqués. Le premier vise à éliminer d'éventuelles particules fantômes en appliquant un critère sur l'intensité lumineuse des particules détectées : si l'intensité lumineuse de la particule détectée est inférieure à celle fixée par l'utilisateur, alors la particule est considérée comme une particule fantôme et n'est plus prise en compte par la suite. Au contraire si une nouvelle particule est détectée, elle est considérée comme un particule potentielle (*"particle candidate"* en anglais). Sa trajectoire est alors étudiée sur 4 instants pour déterminer s'il s'agit bien d'une particule réelle.
Rapidement, le nombre de particules détectées n'évoluent que de manière marginale : c'est la phase convergé. Nous remarquons, dans notre cas, des oscillations du nombre de particules détectées et suivies, correspondant à la période d'oscillation de la grille (insertion Fig. 2.13). En effet, le champ d'observation allant de la surface libre à 60 cm en dessous, la grille était dans le champ. Les particules dans la zone dite active ($0 < z' < S + d_b$) de la grille, étaient donc ponctuellement occultées par cette dernière. C'est pourquoi elles sont détectées (et donc suivies) de manière intermittente à la fréquence de la grille.
Nous remarquons dans l'insertion de la figure 2.13 que le nombre de particules suivies est légèrement inférieur à celui des particules détectées. En effet, la vitesse des particules varie avec la distance à la grille. Proche de cette dernière ($z' \approx 0$ cm), la vitesse des particules peut atteindre 10 fois celle des particules loin de la grille ($z' \approx 20$ cm), ce qui rend difficile leur suivi dans tout le volume de mesure (Fig. 2.14(a)). Une optimisation, détaillée Annexe **A.2**.3, a donc été faite pour améliorer ce suivi. Nous avons ainsi pu avoir des trajectoires longues de quelques centaines d'instants (Fig. 2.14(b)) et capter la descente et la remontée des particules (Fig. 2.14(a)). L'augmentation du nombre de particules suivies est un enjeu d'autant plus crucial, pour calculer $n_p(z)$, que l'algorithme STB retourne à l'utilisateur les coordonnées, la vitesse et l'accélération des particules suivies et non uniquement détectées.

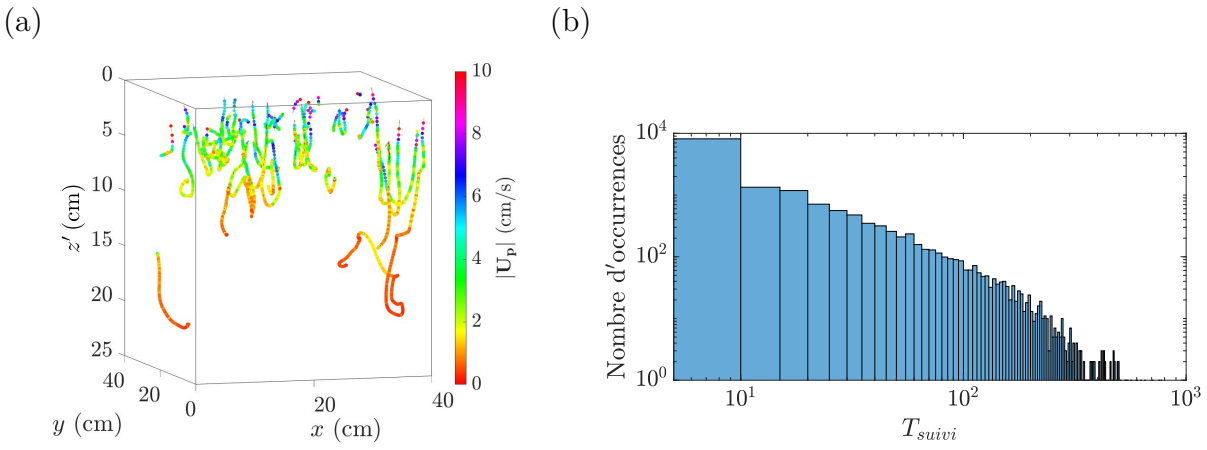


FIGURE 2.14 – (a) Exemple de trajectoires 3D pour une suspension de particules (P6 dans cet exemple) pour une expérience de Reynolds de grille $Re_g = 3\,190$. Le code couleur indique la norme de la vitesse des particules. (b) Histogramme de la longueur des trajectoires des particules, soit du nombre d'instants successifs sur lequel une particule est suivie, T_{suivi}.

2.3.3.5 Calcul des profils de concentrations en particules à partir des mesures PTV-4D

Une fois tous les pré-traitements faits et le calcul des trajectoires réalisé par l'algorithme STB (Section 2.3.3.4), l'utilisateur a accès aux positions (x, y, z), aux composantes de la vitesse (U_p, V_p, W_p) et de l'accélération (a_x, a_y, a_z) des particules suivies. Les profils verticaux instantanés ont été obtenus en moyennant dans le plan ($x-y$) le nombre de particules à chaque altitude, z_i. Comme pour les mesures dans le plan de la nappe laser, nous avons ensuite moyenné en temps ces profils instantanés pour obtenir les profils verticaux moyens de concentration en particules, $n_p(z)$.
Dans un premier temps, nous avons vérifié que le nombre d'instants (entre 340 et 640 T_g selon les expériences), sur lequel $n_p(z)$ est calculé, était suffisant. La convergence statistique à chaque altitude a donc été vérifiée sur à la fois le profil moyen (Fig. 2.15(a)) et sur l'écart type (Fig. 2.15(b)). Dans les deux cas, la convergence statistique était atteinte très rapidement.

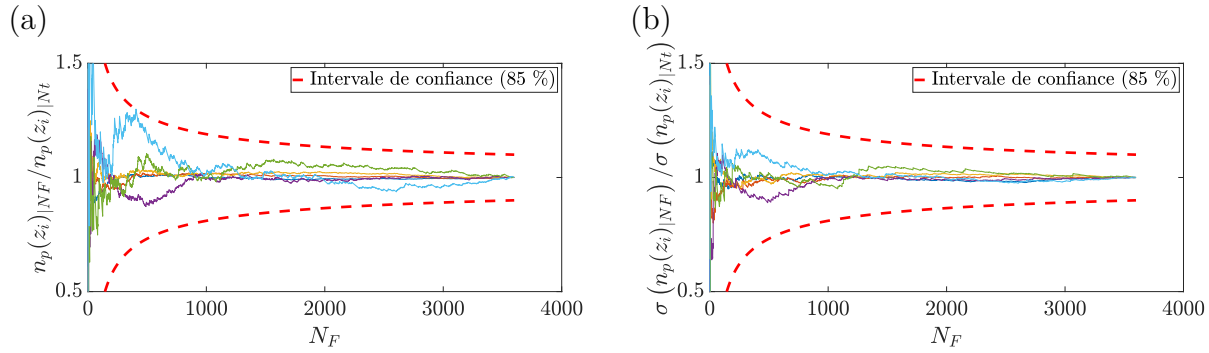


FIGURE 2.15 – Etude de la convergence statistique des mesures de concentration à partir de mesures PTV-4D pour : (a) le nombre moyen de particules à une altitude donnée, $n_p(z_i)$; (b) l'écart type de $n_p(z_i)$. Les lignes continues correspondent au nombre de particules à une altitude arbitraire donnée. N_F est le nombre d'images sur lequel sont calculés la moyenne et l'écart type. N_t est le nombre total d'images.

D'autre part, comme pour les mesures dans le plan laser, nous avons aussi cherché à optimiser la résolution spatiale verticale, Δz, pour garantir une description fine de $n_p(z)$ tout en minimisant l'incertitude de mesure. $n_p(z)$ a donc été calculé pour différents Δz, multiples de d_p (Fig. 2.16(a)). La convergence statistique étant vérifiée, la résolution spatiale n'a pas d'influence majeure sur $n_p(z)$. En revanche, comme précédemment, le bruit de mesure, quantifié par l'écart type de $n_p(z)$, diminue lorsque Δz augmente (Fig. 2.16(b)).
Pour les particules P6, une résolution spatiale $\Delta z = 2d_p$ a été choisie car elle permet une diminution du bruit de mesure d'un facteur 1/3 tout en garantissant une description fine du profil de $n_p(z)$. Pour les particules P2 et P0, Δz a respectivement était pris égal à $2d_p$ et $10d_p$ pour respecter ces deux critères sur le bruit de mesure et la finesse de résolution de $n_p(z)$.
Enfin, nous avons vérifié que les particules étaient réparties de manière homogène dans le plan ($x-y$), en calculant leur distribution moyenne horizontale, $n_p(x,y)$. A l'image de $n_p(z)$, des distributions horizontales instantanées sont d'abord calculées en comptabilisant les

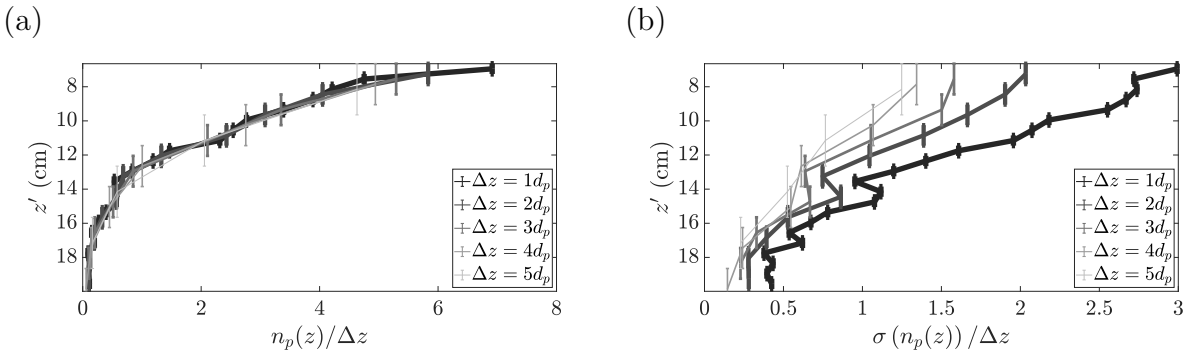


FIGURE 2.16 – (a) Profil vertical de concentration des particules P6, $n_p(z)$, calculé pour plusieurs résolutions spatiale Δz. (b) Ecart type de $n_p(z)$ pour illustrer le bruit de mesure associé à chaque résolution spatiale.

particules à la position $(x \pm \frac{M}{2}, y \pm \frac{M}{2})$ quelques soit leur z. Ces distributions instantanées sont ensuite moyennées en temps pour obtenir $n_p(x, y)$ (Fig. 2.17(a)). Afin de s'assurer qu'aucune migration, ou événement particulier pouvant affecter la distribution locale des particules, n'était survenu lors de l'acquisition, l'écart type de $n_p(x, y)$ a aussi été calculé (Fig. 2.17(b)). A noter que dans les dispositifs de grille oscillante, l'écoulement proche des parois de la cuve est fortement modifié jusqu'à une distance de 1.5 M de la paroi (Chapitre 4). C'est pourquoi, les calculs de grandeurs moyennées selon l'horizontale se font en excluant une zone d'épaisseur $1.5M$ proche des parois (carré bleu sur la figure 2.17).

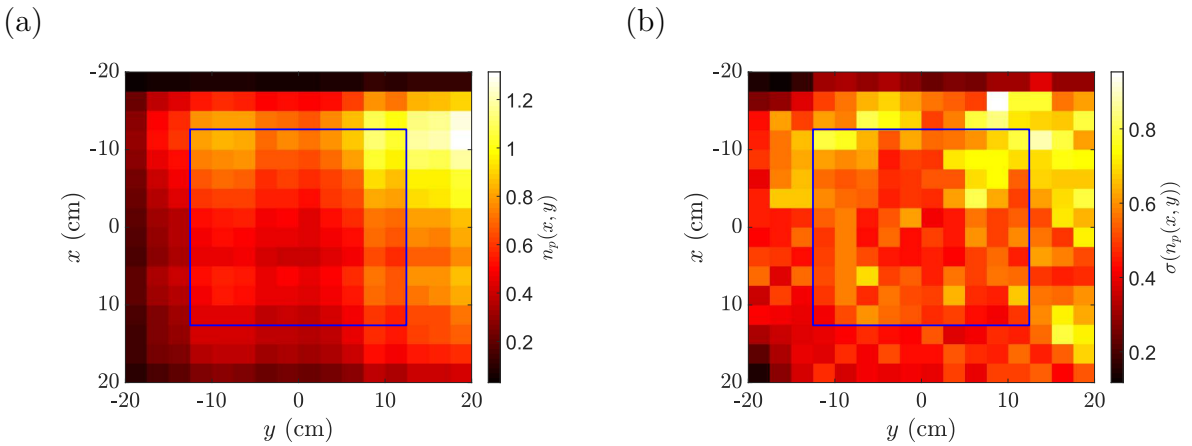


FIGURE 2.17 – (a) Distribution horizontale moyenne des particules P6 pour un forçage de grille $Re_g = 3\,190$. (b) Ecart type de la distribution horizontale P6 pour la même expérience. Le carré bleu représente la zone sur laquelle les particules sont comptées pour déterminer $n_p(z)$.

2.3.4 Comparaison des profils de concentrations obtenus avec les deux métrologies

Afin de vérifier la robustesse de nos mesures, et plus spécifiquement de celles effectuées dans un plan laser pour le dispositif de la grille 1, les profils obtenus avec chacune des métrologies doivent être comparés. Nous rappelons, en effet, que la première pouvait être sujette à caution à cause de deux facteurs (Section 2.3.2). Le premier est le faible nombre de particules comptabilisées dans la nappe laser (malgré une convergence statistique des données) et le second est la répartition horizontale particulière des particules. Pour comparer deux profils de concentration en particules, obtenus avec l'une et l'autre des métrologies (dans un plan laser ou par PTV-4D), deux forçages équivalents doivent être considérés. Cependant, pour un couple $S - f_g$ donné, du fait de leur dimensions différentes, l'énergie transmise au fluide par la grille 1 sera différente de celle fournie par la grille 2 (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976). Nous ne pouvons donc pas utiliser Re_g pour comparer deux forçages générés dans les deux dispositifs. Nous introduisons donc un nouveau nombre de Reynolds basé sur la vitesse de la grille et sur ses dimensions. Le déplacement de la grille étant sinusoïdal ($\ell_{grille} = S\sin(2\pi f_g t + \phi_g)$), sa vitesse moyenne est nulle. A défaut, nous utilisons sa vitesse maximale, proportionnelle à $f_g S$. Concernant la dimension caractéristique de la grille, nous décidons arbitrairement de prendre la taille de sa maille M. Le nouveau nombre de Reynolds, Re_M, est donc défini comme

$$Re_M = \frac{f_g S M}{\nu_f}. \tag{2.5}$$

Afin de s'affranchir du nombre de particules détectées, dépendant de la métrologie utilisée, nous avons, en plus de l'utilisation de Re_M, normalisé $n_p(z)$ par le nombre total de particules comptabilisées dans la colonne d'eau, N_p^{tot} (Fig. 2.18(a-b)).

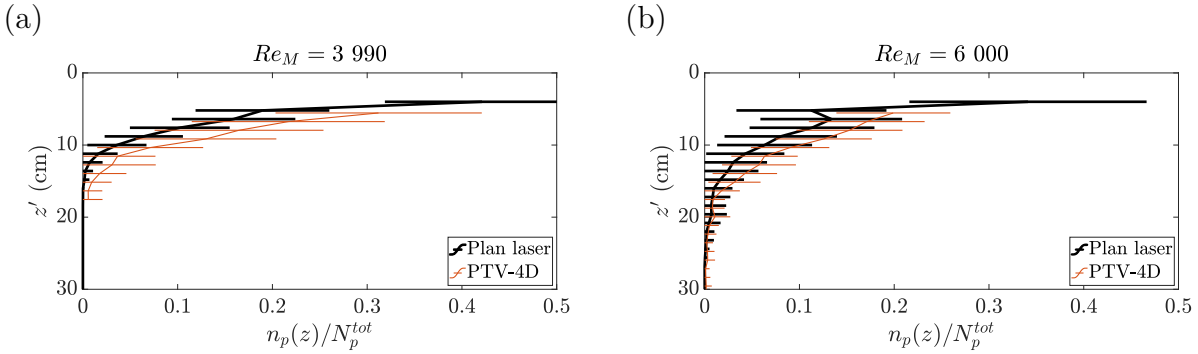


FIGURE 2.18 – Comparaison des profils verticaux de concentrations, $n_p(z)$, des particules P6 obtenus grâce à une mesure dans un plan laser (trait épais) et par PTV-4D (trait fin) pour deux forçages. N_p^{tot} est le nombre total de particules dans la colonne d'eau.

Les profils sont très proches, en restant dans l'incertitude de mesure, pour les deux Re_M considérés. Ainsi malgré le faible nombre de particules comptabilisées avec la mesure dans le plan laser et leur distribution horizontale particulière dans le premier dispositif expérimental, les mesures réalisées dans le dispositif de la grille 1 semblent tout à fait exploitables pour tirer des conclusions quantitatives sur le transport vertical de particules flottantes.

2.3.5 Mesures par stéréoscopie

Cette technique de visualisation très courante permet de reconstruire un objet en 3D grâce à des images prises sous deux angles de vue différents. Nous l'utilisons d'ailleurs quotidiennement lorsque nous regardons, avec nos yeux, l'environnement qui nous entoure. En effet, l'information collectée par chaque œil (décalé d'environ 6 cm) est transmise au cerveau qui reconstruit l'image en relief. Il est donc possible de suivre, comme avec les mesures de PTV-4D, la dynamique d'objets (dans ce cas d'un disque) en volume grâce à la stéréoscopie. Cette technique permettant de reconstruire facilement des images en 3D, ne permet de suivre autant de particules que la PTV-4D (occultation). La raison principale de ce choix (un seul objet) a été de pouvoir étudier simplement la position du disque isolé dans un écoulement turbulent et son orientation.

Pour ces mesures, deux sCMOS pco.edge, de résolution 2160×2560 px^2, placées à environ 3 m de la cuve de mesure ont été utilisées. Ces dernières placées dans des plans perpendiculaires, ont permis d'observer un volume de $40 \times 40 \times 60$ cm^3 (Fig. 2.19). L'éclairage était assuré par des panneaux LED, dont une alimentation continue permettait de stabiliser la lumière. Ils étaient placés derrière la cuve, face à chaque caméra. L'acquisition de 1000 T_g à la fréquence d'acquisition $f_{acq} = 2f_g$ a été faite grâce au logiciel CamWare©.

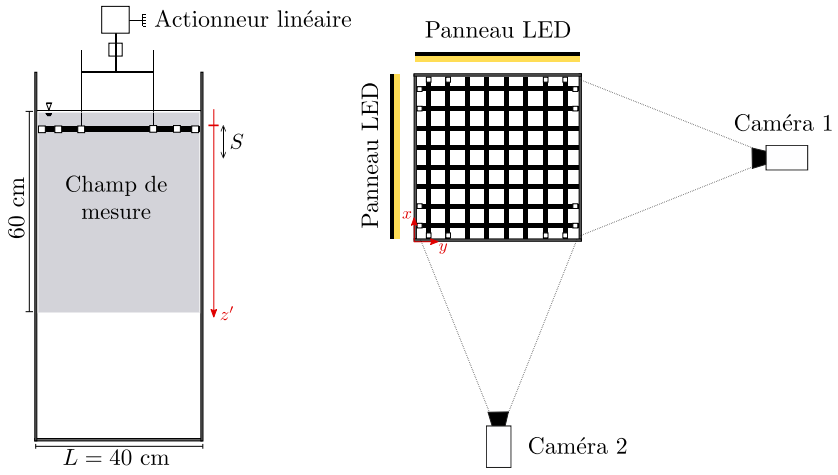


FIGURE 2.19 – Représentation schématique du dispositif de la grille 2 en vue de côté (gauche) et de haut (droite), pour les expériences de Stéréoscopie.

Enfin, la reconstruction en 3D est assurée grâce à une calibration permettant de convertir les pixels en mètre. Pour se faire, une mire au motif régulier de $20 \times 20 \times 0.2$ cm^3 est placée dans 4 plans différents balayant le champ volumique visé par la mesure. Ainsi pour la caméra 1 (Fig. 2.19), la mire était placée en $x = L/4$, $x = L/2$, $x = 3L/4$ et $x = L$. Pour la caméra 2, la mire était placée en $y = L/4$, $y = L/2$, $y = 3L/4$ et $y = L$. Les lois de calibration suivantes ont ainsi pu être obtenues pour respectivement la caméra 1 et la caméra 2 :

$$\gamma_1 = 0.2011 + 5.022 \times 10^{-5} y \qquad \& \qquad \gamma_2 = 0.1958 + 5.030 \times 10^{-5} x. \tag{2.6}$$

A noter que la mire ne pouvait avoir la dimension du champ d'observation. En effet, pour ces mesures, la grille ne pouvait être enlevée de la cuve ; la mire devait donc être suffisamment

fine pour être glissée entre la grille et la paroi de la cuve de mesure (3 mm). Or une mire de 40×40 cm^2 aussi fine aurait pu flamber, ce qui aurait faussé la calibration. La reconstruction 3D n'aurait donc pas été fiable. Nous avons cependant vérifié qu'il n'y avait pas distorsion par des effets de parallaxe, sur notamment les bords de l'image.
Comme une seul disque est suivi, ce n'est pas $n_p(z)$ qui est mesuré, mais une probabilité de présence à chaque altitude, $P(n_p(z))$, du disque, calculée comme il suit.
Dans un premier temps, les mêmes pré-traitements que ceux détaillés Section 2.3.1 ont été appliqués aux vues de chaque caméra afin de faciliter la détection du disque. Le centre et le contour du disque ont ensuite été repérés par la fonction *regionprops*, également introduite Section 2.3.1. En appliquant les lois de calibration données eq. (2.6) pour chacune des vues, les coordonnées (x, y, z) ont été déterminées. La figure 2.20(a) montre un exemple de trajectoire. Le disque descend puis remonte de manière cyclique avec des vitesses élevées proche de la grille et au contraire plus lente loin de celle-ci ; une dynamique analogue à celle des sphères obtenue par les mesures de PTV-4D (Fig. 2.18(a)). Nous remarquons aussi que l'altitude maximale atteinte n'est pas toujours la même.

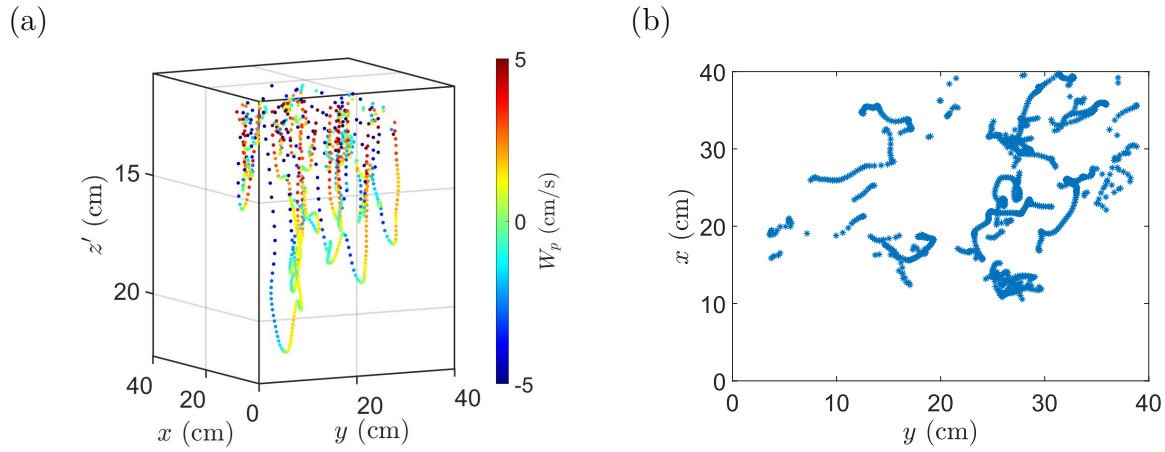


FIGURE 2.20 – (a) Exemple de la trajectoire 3D du disque $D3_2$ pour une expérience de Reynolds de grille $Re_g = 7\,980$. La couleur des points correspond à la vitesse verticale du disque, $w(t)$. (b) Projection de cette même trajectoire dans le plan $(x - y)$.

La probabilité de présence du disque à l'altitude z_i a ensuite été calculée grâce au logiciel Matlab© telle que

$$P(n_p(z_i)) = \frac{n(z_i \pm \frac{\Delta z}{2})}{N_d}, \tag{2.7}$$

avec z_i l'altitude considérée, $n(z_i)$ le nombre de fois que le disque se trouve à z_i (à la résolution spatiale, Δz, près) et N_d le nombre total de fois que le disque est repéré dans la zone d'observation. Bien que 1000 T_g aient été acquises, le taux moyen d'images "exploitables" était de 40 %. Le reste du temps, le disque restait dans la zone $0 < z' < S + d_b$) Dans cette zone, il ne pouvait être suivi du fait de la présence de la grille, le masquant par intermittence. La convergence des données a donc été vérifiée sur le nombre d'images "exploitables". Fig. 2.21 est un exemple d'étude de la convergence pour le disque $D3_3$ avec $Re_g = 7\,980$. Nous notons que pour l'altitude maximale atteinte par le disque, z_{max}, la convergence est limite (trait

fin cyan Fig. 2.21). En effet, cette position était moins fréquemment atteinte par le disque (Fig. 2.20(a)).

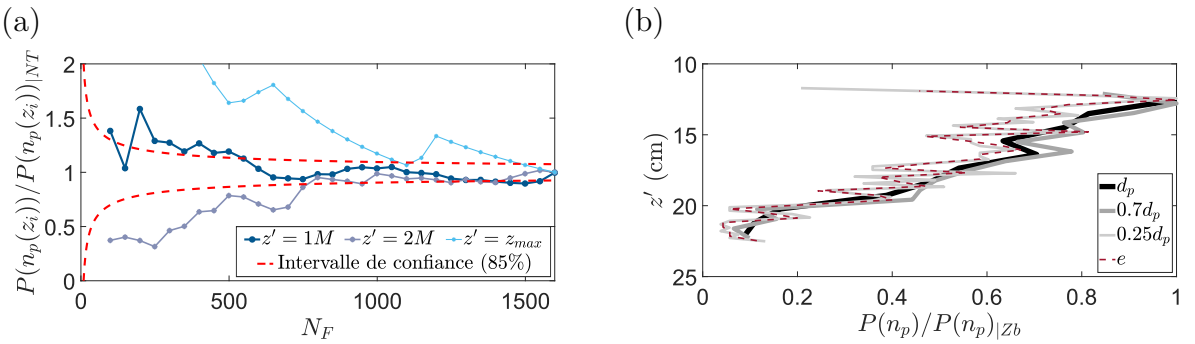


FIGURE 2.21 – (a) Etude de la convergence statistique de la probabilité de présence du disque, $P(n_p(z_i))$, pour 3 altitudes, z_i. Elles sont données en fonction de la maille de la grille M et de la position maximale atteinte par le disque z_{max} (lignes continues). N_F est le nombre d'image sur laquelle est calculée la probabilité de présence. N_T est le nombre total d'images. (b) Probabilité de présence du disque $D3_3$. a une altitude donnée, $P(n_p)$, pour plusieurs résolutions spatiales Δz. d_p est le diamètre du disque et e son épaisseur. z_b est la position basse de la grille.

Comme précédemment, plusieurs la résolution spatiale, Δz, ont été testées. Nous avons choisi des multiples du diamètre (d_p) ou de l'épaisseur (e) du disque (Fig. 2.21(b)). Les profils les plus lisses sont, encore une fois, obtenus pour les résolutions spatiales les moins fines. Cependant si pour $\Delta z = d_p$ et $\Delta z = 0.7d_p$, les probabilités de présence sont très proches, nous avons remarqué que la convergence statistique était difficilement atteinte pour $\Delta z = 0.7d_p$. C'est pourquoi dans le cas des disques isolés, nous avons choisi $\Delta z = d_p$.
Enfin, nous remarquons que, comme pour les sphères, nous avons exclus les séquences pour lesquelles le disque restait localisé à $x = 1.5M$ et / ou $y = 1.5M$ près de la paroi. (2.20(b)).

2.4 Préparation et caractérisation des fluides

2.4.1 Préparation et caractérisation du fluide homogène

Afin de garantir une flottabilité positive des particules caractérisées Section 2.2, la densité du fluide, ρ_f, était ajustée par salinité telle que $\rho_* < 1$. Pour se faire, il est possible de (1) ajouter du sel solide dans de l'eau douce ($\rho_{douce} \approx 998$ kg/m^3) ou de densité plus faible que celle souhaitée ou (2) diluer de l'eau douce (ou de densité plus faible que celle souhaitée) dans de la saumure ($\rho_{saumure} \approx 1190$ kg/m^3). Dans cette thèse, les deux méthodes ont été testées mais la première étant très couteuse en temps (de l'ordre de 1.5 jour pour préparer 1 m^3 de fluide), elle a été abandonnée au profit de la dilution (de l'ordre de 15 min pour préparer 0.5 m^3 de fluide).
Pour obtenir un volume de fluide, V_{tot}, de densité ρ_f, le volume d'eau douce, V_{douce}, doit être

mélangé au volume de saumure, $V_{saumure}$, tels que

$$V_{saumure} = \frac{\rho_f - \rho_{douce}}{\rho_{saumure} - \rho_{douce}} V_{tot} \qquad \& \qquad V_{douce} = V_{tot} - V_{saumure}. \tag{2.8}$$

L'homogénéisation du fluide se faisait grâce à plusieurs pompes immergées.
A noter que pour que les proportions définies eq. (2.8) permettent d'obtenir un fluide exactement à la densité souhaitée, il faut que les deux fluides de préparation soient à la même température. Auquel cas, des incertitudes sur leur volume et leur densité sont introduites et le mélange final n'a pas les caractéristiques initialement souhaitées. Pour éviter cela, la densité des fluides de préparation était corrigée en fonction de la température telle que

$$\rho_{T2} = \rho_{T1} \pm 0.0003(T_2 - T_1) \text{ kg/m}^3, \tag{2.9}$$

avec $T1$ et $T2$ respectivement la température initiale et finale du fluide de préparation. L'obtention de cette loi de correction est détaillée Annexe **A.2**.4. Afin de limiter encore cet impact des gradients de température entre le début et la fin de la préparation du fluide, ce dernier était préparé par itération en contrôlant régulièrement sa densité et sa température grâce à un densimètre DMA 35 de Anton Paar dont la précision est de ± 0.5 kg/m^3.
Enfin, les mesures de PTV-4D nécessitant une pureté extrême du fluide, ce dernier était préparé dans un réservoir intermédiaire et n'était transvasé dans la cuve de mesure qu'une fois la densité souhaitée atteinte. Un filtre à 100 μm était placé entre la pompe péristaltique et la cuve pour garantir un fluide le plus limpide possible.

2.4.2 Préparation et caractérisation du fluide bi-couche

Au cours de cette thèse, des expériences de turbulence de grille en fluide bi-couche ont également été réalisées. Dans ce cas, le fluide est constitué de deux couches de fluide, séparées par un interface, h, initialement à 20 cm de la surface libre. Le fluide de la couche supérieure est de l'eau salée de densité ρ_1. Celui de la couche du bas est aussi de l'eau salée mais de densité ρ_2 telle que $\rho_2 > \rho_1$, assurant ainsi une stratification stable. Les densités étaient ajustées pour qu'à l'état initial $\Delta\rho_0 = \rho_2 - \rho_1 \leq 3$ kg/m^3.
Si aucune précaution n'est prise, les fluides, du fait de leur densité différente, ont aussi un indice de réfraction différent, respectivement noté n_1 et n_2, avec $n_1 < n_2$. Pour éviter toute déformation de la nappe laser lors des mesures de concentration en particules (Section 2.3.1) ou de caractérisation de l'écoulement (Section **A.2**.6), les deux indices de réfraction doivent coïncider. Une correction de n_1 a donc été faite par ajout d'éthanol dans la couche de fluide léger, telle que finalement $n_1 = n_2$ malgré des densités ρ_1 et ρ_2 différentes. En effet, l'éthanol a une densité (≈ 0.87 kg/m^3) inférieure à l'eau, tout en ayant un indice de réfraction supérieur (≈ 1.363). Ainsi en mélangeant de l'éthanol avec une eau salée de densité $\rho_{ini} > \rho_1$ et d'indice de réfraction $n_{ini} < n_2$, la densité du mélange eau salée−éthanol, ρ_m, est abaissée et l'indice de réfraction, n_m, est augmenté.
Pour déterminer la proportion d'éthanol (exprimée sous forme de fraction volumique, x_{eth}) à ajouter à l'eau salée de densité ρ_{ini}, il faut se baser sur l'évolution de n_m en fonction x_{eth} et ρ_{ini} d'une part et sur celle de ρ_m en fonction des mêmes paramètres d'autre part. Ces lois d'évolution de n_m et ρ_m sont obtenues grâce à une calibration, ayant permis l'obtention des cartes (a) et (b) de la figure 2.22.

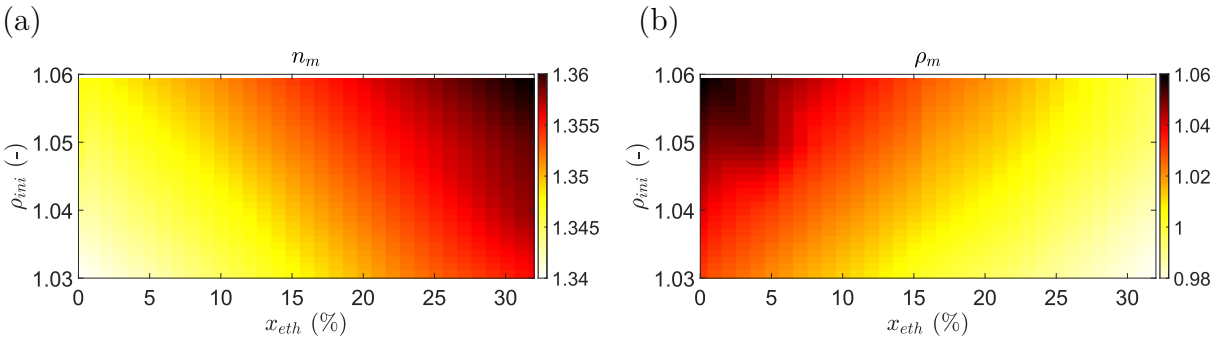


FIGURE 2.22 – (a) Evolution de l'indice de réfraction du mélange eau salée−éthanol, n_m, en fonction de la densité initiale de l'eau salée, ρ_{ini}, et de la fraction volumique d'éthanol ajoutée, x_{eth}. (b) Evolution de la densité du mélange, ρ_m, en fonction des mêmes paramètres.

En pratique, la densité initiale de l'eau salée et la fraction volumique d'éthanol à y ajouter pour obtenir un fluide de densité ρ_1 du même indice de réfraction que celui de la couche du bas, n_2, sont déterminées comme le point d'intersection entre la courbe d'iso-valeurs de $\rho_m = \rho_1$ et de $n_m = n_2$ (Fig. 2.23).

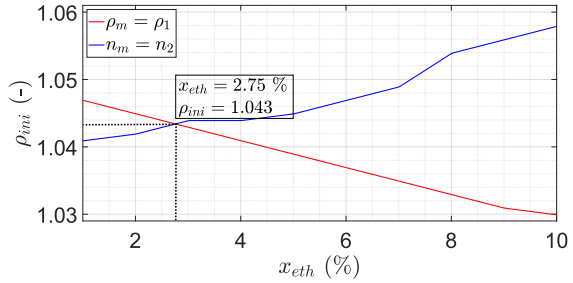


FIGURE 2.23 – Illustration du choix de la densité ρ_{ini} d'une solution saline et de fraction volumique d'éthanol, x_{eth}, à y ajouter pour obtenir un fluide de densité $\rho_1 = 1.038$ et d'indice de réfraction $n_2 = 1.3446$.

A noter que, l'indice optique est également sensible aux changements de température, tel que

$$n_{T2} = n_{T1} \pm 0.0001(T_2 - T_1), \tag{2.10}$$

avec $T1$ et $T2$ respectivement la température initiale et finale du fluide de préparation. L'obtention de cette loi de correction est détaillée Annexe **A.2**.4. L'indice optique étant le paramètre critique pour assurer la qualité des mesures en fluide bi-couche, nous visions donc la meilleure correspondance possible entre n_m et n_2, pouvant parfois conduire à un écart sur ρ_1 de 0.5 km/m^3 par rapport à la valeur initialement visée. Comme précédemment, le fluide de chaque couche était préparé dans un réservoir intermédiaire, avec un contrôle régulier de la densité et de la température par mesure au densimètre. L'indice optique était mesuré par un réfractomètre PAL-RI de l'entreprise Atago, dont la précision pour de l'eau à 20 °C est de 0.0003. Une fois l'indice de réfraction souhaité atteint, la cuve de mesure était remplie en deux temps :

1. Remplissage de la couche de fluide lourd à l'aide d'une pompe péristaltique, jusqu'à une hauteur souhaitée (Etape 1 sur la figure 2.24).
2. Ajout du fluide léger à l'aide d'une pompe péristaltique dont le tuyau était à son extrémité muni d'un flotteur (Etape 2 sur la figure 2.24). Pour limiter le mélange des deux couches de fluide, la vitesse de la pompe péristaltique était fixée à quelques dizaines de tours/min. Nous obtenions un interface marqué d'une épaisseur entre 1.5 et 3 cm.

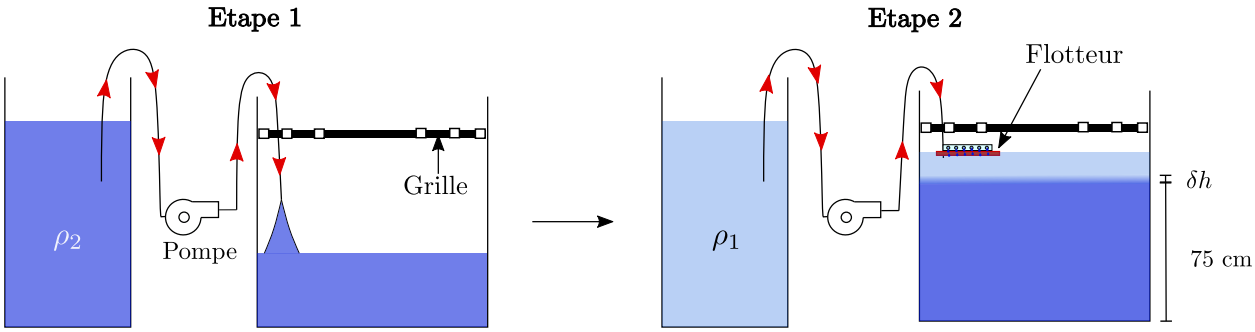


FIGURE 2.24 – Schéma du remplissage de la cuve de mesure en fluide bi-couche. La première étape correspond au remplissage de la couche de fluide lourd et la seconde à celui de la couche de fluide léger grâce à l'utilisation d'un flotteur.

En cas d'un interface trop diffus (Etat intial de la figure 2.25), ce dernier était affiné par une opération de siphonnage. Après l'ajout d'un excédant de fluide léger, l'interface était siphonné de l'épaisseur δh grâce à une pompe péristaltique, avec un faible débit (Etape 1 sur la figure 2.25). Le niveau total était ensuite réajusté par ajout du fluide lourd grâce à une pompe péristaltique à débit toujours faible (Etape 2 sur la figure 2.25).

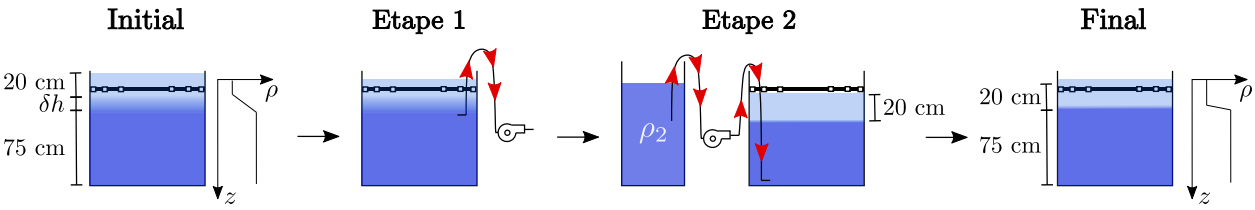


FIGURE 2.25 – Schéma de principe du siphonnage de l'interface pour réduire son épaisseur, δh.

Afin de caractériser, l'épaisseur de l'interface, δh, et sa position par rapport à la surface libre, h, des profils de densité et de température sur 55 cm de profondeur ont été réalisés grâce à une sonde de conductivité-température (MicroScale Conductivity and Temperature Instrument - Model 125 (MSCTI 125) de PME intrument), montée sur un axe de translation linéaire vertical motorisé et piloté à distance. Pour ne pas perturber le fluide lors de cette mesure, la vitesse de translation de la sonde était fixée à 5 mm/s.
Grâce à une fréquence d'acquisition de 500 Hz, la résolution spatiale était suffisamment fine pour permettre un lissage des profils mesurés, en moyennant ces derniers sur une épaisseur

de 1 mm. Le bruit électronique, de niveau assez élevé, a ainsi pu être éliminé (Fig. 2.26). Les tensions mesurées pour la conductivité et la température ont des valeurs s'étalant sur une plage d'environ 10 V selon l'ajustement du gain du boitier d'amplification. Elles sont converties en mesures de densité et de température grâce à une étape de calibration, détaillée Annexe **A.2**.4.

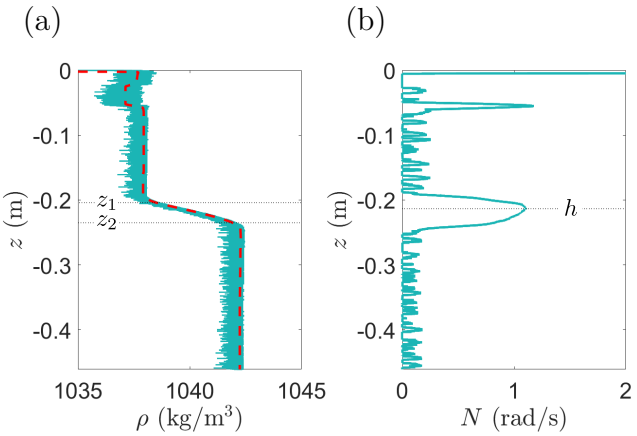


FIGURE 2.26 – (a) Profil de la densité du fluide, $\rho(z)$, obtenu grâce à la sonde de conductivité. Le trait continu fin correspond à la mesure de la sonde et celui en pointillés épais au profil moyen. Les altitudes, z_1 et z_2, définissent l'épaisseur de l'interface. (b) Profil de la pulsation de Brunt-Vaïssälä, N. La position de l'interface, h, définie à partir de N, est également illustrée.

En se basant sur le profil moyen (trait en pointillés sur la figure 2.26(a)), nous avons défini l'épaisseur de l'interface, δh, telle que $\delta h = z_2 - z_1$, avec z_i l'altitude pour laquelle la densité varie de 15 % par rapport à ρ_i.
Concernant la position de l'interface, quatre définitions possibles ont été identifiées :

1. La première, notée h_1, est définie comme l'altitude à laquelle la pulsation de Brunt-Vaïssälä, $N^2 = \dfrac{g}{\rho}\dfrac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}z}$, est maximale.
2. La seconde, notée h_2, est définie comme la position à laquelle la densité vaut $\frac{\rho_2-\rho_1}{2}$.
3. La troisième, notée h_3, est définie comme le milieu de $\delta h = \frac{z_2-z_1}{2}$.
4. La quatrième, notée h_4, correspond à l'altitude z_1.

Lorsque la grille oscillante est activée, le système est en constante évolution (Section **A.2**.6). Des mesures ont donc été faites pour caractériser, entre autre, la position de l'interface au cours du temps. En se basant sur ces mesures, nous avons comparé les différentes définitions entre elles et choisi celle nous paraissant la plus pertinente (Fig. 2.27(a-b)). Nous avons ainsi écarté la définition h_4 car elle présentait un écart pouvant aller jusqu'à 35 % par rapport aux autres définitions (trait en pointillés fin Fig. 2.27(a-b)). Les définitions h_2 et h_3 n'ont pas non plus été retenues car, malgré des variations de l'ordre de 10 % entre elles (traits pleins et en pointillés épais Fig. 2.27(a-b)), elles ne permettaient pas de tenir compte de l'éventuelle asymétrie de l'interface. Dans la suite de cette thèse, la position de l'interface, notée h, fera donc référence à l'altitude pour laquelle N est maximale, soit la définition h_1.

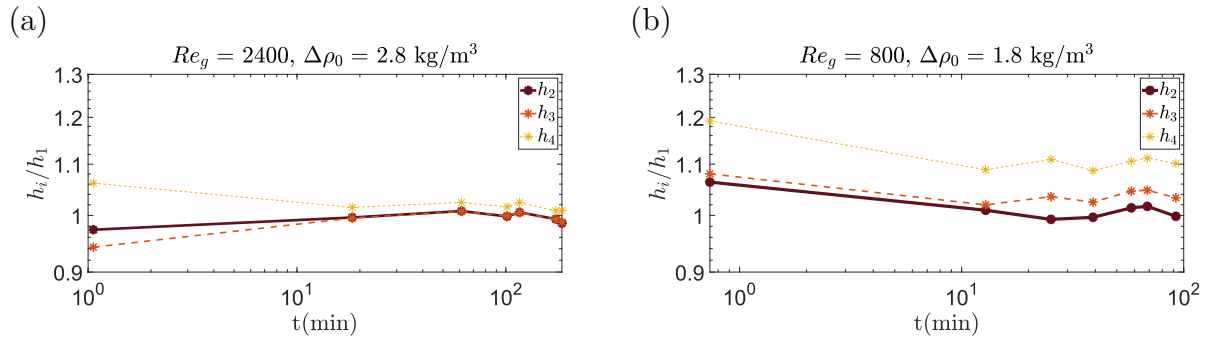


FIGURE 2.27 – Comparaison des 4 définitions possibles pour la position de l'interface, h_i, pour 2 expériences à différents Reynolds de grille, Re_g, et différents écarts en densité initiaux entre les deux couches de fluides, $\Delta\rho_0$.

2.5 Caractérisation de l'écoulement

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, la diffusivité turbulente, $A_0(z)$, est nécessaire pour décrire et modéliser le transport vertical des particules. Or pour la calculer, il faut avoir accès à des quantités turbulentes telles que l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation (Chapitre 5). Nous avons également vu Chapitre 1, que la taille des particules par rapport aux échelles de l'écoulement jouaient un rôle important sur leur dynamique. Déterminer l'échelle intégrale, L_{int}, et celle de Kolmogorov, η, est donc aussi important. En clair, la caractérisation de l'écoulement est essentielle.

Dans le cadre de cette thèse, elle s'est faite indépendamment de la mesure des profils de concentrations en particules, grâce à des mesures par Particule Image Veocimetry (PIV) en 2D − 2C (deux Dimensions − deux Composantes). Cette technique, classique en mécanique des fluides, repose sur l'ensemencement du fluide par des particules dont $d_p < \eta$ et dont $\rho_p \approx \rho_f$, garantissant un nombre de Stokes inférieure à 0.1 (Chapitre 1). Ces dernières, qualifiées de *traceurs*, suivent alors l'écoulement sans avoir de dynamique propre. Il est donc possible de remonter aux vitesses de l'écoulement à partir de la mesure du déplacement des particules entre deux instants successifs.

Pour se faire, les particules sont observées par une caméra, dans le plan d'une nappe laser (Fig. 2.28). Les observations se faisant dans un plan, soit en 2D, il faut, si l'on souhaite avoir une information 3D, translater la nappe laser grâce à un système de translation linéaire comme illustré Fig. 2.28. Nous remarquons que le laser n'éclaire pas en continu mais par pulse, dont la fréquence, dépendant du phénomène que l'on cherche à étudier, est synchronisée avec la caméra.

Une fois les images acquises, celles-ci sont post-traitées grâce à un logiciel de corrélation croisée entre les images : le logiciel Davis© dans notre cas. Ce type de logiciel découpe les images acquises en sous-domaines, dans lesquels se trouvent des amas de 5 à 10 particules (Fig. 2.29). Ces sous-domaines sont appelés des boîtes de corrélation. Pour chacune d'elles, les amas de particules sont suivis d'un instant à l'autre grâce à une inter-corrélation entre l'image à l'instant t et celle à l'instant $t + \Delta t$. Le déplacement, $\overrightarrow{dx}$ sur la figure 2.29, peut alors être déduit. Enfin, le champ de vitesses est calculé tel que $\mathbf{U_f}(t) = \overrightarrow{dx}/\Delta t$.

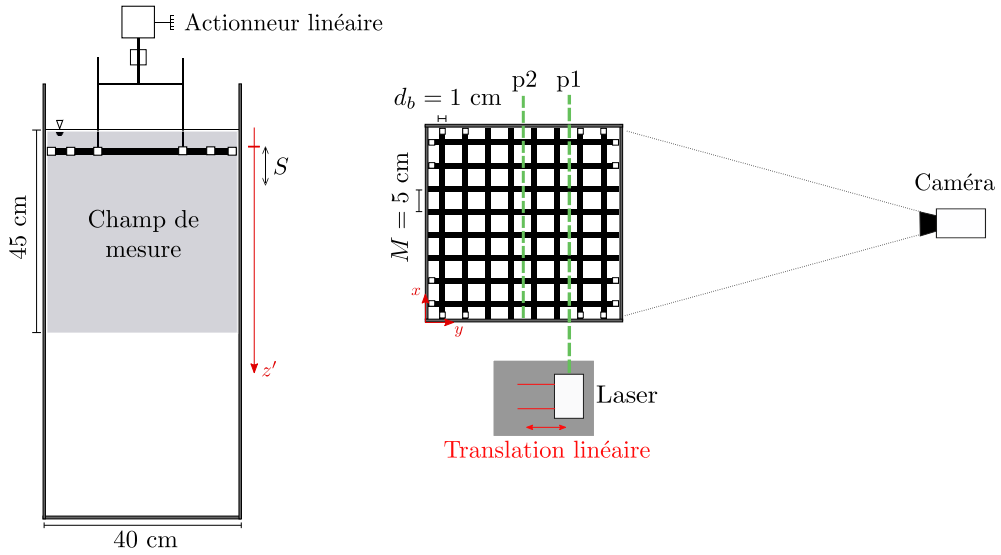


FIGURE 2.28 – Représentation schématique du dispositif de grille 2 en vue de côté (gauche) et en vue de haut (droite).

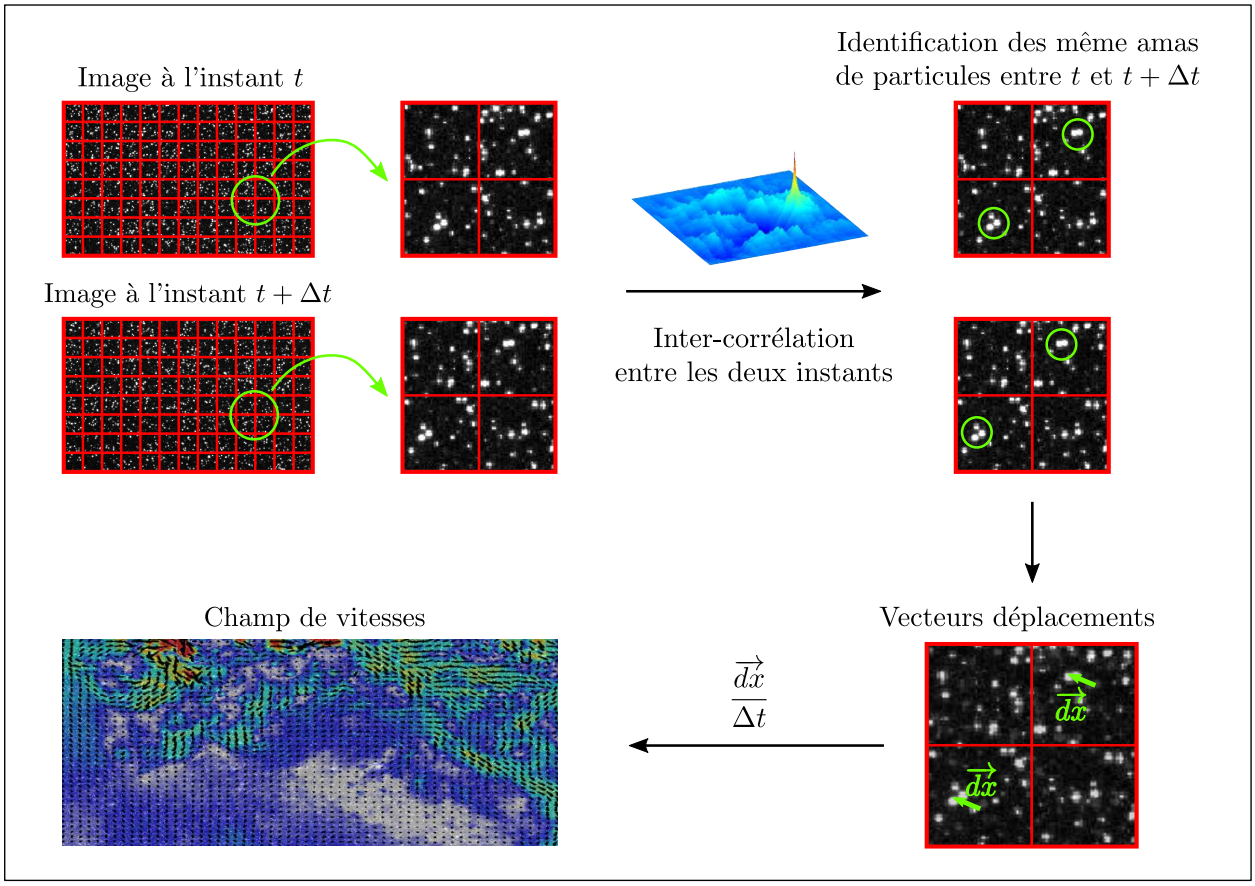


FIGURE 2.29 – Principe du calcul des champs de vitesses grâce à des mesures par PIV.

En pratique, des pré-traitements peuvent être appliqués sur les images initiales pour augmenter le contraste entre les particules et le reste de l'image. Cela permet de mieux définir les amas de particules et les pics d'inter-corrélation : le calcul de $\overrightarrow{dx}$ est plus précis.
Pour augmenter encore la précision sur $\overrightarrow{dx}$, les amas de particules sont, en réalité, recherchés de manière itérative sur des boîtes de corrélations plus petites. On parle de *multi-pass*. La forme des boîtes de corrélation, d'une répétition à l'autre, peut être modifiée en fonction de la direction préférentielle de l'écoulement, déduite de la fonction d'inter-corrélation. Dans cette thèse, nous avons utilisé des boîtes de corrélation initialement de 64 x 64 pixels^2 jusqu'à 16 x 16 pixels^2.
Finalement, pour s'assurer que le vecteur $\overrightarrow{dx}$ est cohérent, il est comparé à ces voisins. En effet, même dans un écoulement turbulent, les amas de particules ont localement un mouvement très proche. Si $\overrightarrow{dx}$ est très différent de ces voisins (suivant des critères ajustés par l'utilisateur), il est considéré comme un *vecteur faux*. Il doit alors être corrigé, pour ne pas fausser les quantités turbulentes déduites, en étant, par exemple, remplacé par la moyenne des $\overrightarrow{dx}$ les plus proches. A noter que pour augmenter la résolution spatiale, il est possible de définir des boîtes de corrélation non côte à côte, mais avec un certains taux de recouvrement (*"overlap"* en anglais). Dans notre cas, il est fixé à 50 %.
Cependant pour que l'optimisation de ces paramètres (multi-pass, taille de boîte de corrélation et taux de recouvrement) soit effective et permette une mesure fine des vitesses de l'écoulement et donc des quantités turbulentes qui en résultent, des précautions lors de l'acquisition des données sont nécessaires.
Tout d'abord, le nombre de particules doit être suffisant pour permettre l'inter-corrélation d'une image sur l'autre. Il est classiquement admis que l'ensemencement doit être entre 5 et 10 particules sur une aire de 64×64 pixels^2. De plus, les particules doivent être réparties de manière homogène afin de garantir la même incertitude sur $\overrightarrow{dx}$ dans l'ensemble de la zone de mesure. Ces deux critères ont systématiquement été vérifiés avant chaque acquisition, comme détaillé Section 2.5.1.
La seconde précaution à prendre est sur le temps entre deux images successives, Δt, qui ne doit être ni trop court ni trop long. En effet, dans le premier cas, les particules se déplaceront très peu. L'incertitude relative sur $\overrightarrow{dx}$ sera donc grande. Au contraire, si Δt est très grand, les particules peuvent sortir de la zone sur laquelle est calculée l'inter-corrélation. Elles ne peuvent donc pas être suivies d'un instant à l'autre et le champ de vitesses déduit sera faux. Le choix de Δt (resp. de la fréquence d'acquisition $f_{acq} = 1/\Delta t$) est donc très important.
Il est classiquement admis que Δt doit être tel que les particules se déplacent d'au plus 15 pixels sur ce laps de temps. Pour respecter cette contrainte sur Δt (ou f_{acq}), il est possible de jouer sur le mode d'acquisition des mesures afin de s'adapter au mieux à la dynamique du processus étudié. Celui utilisé pour les processus à dynamique rapide est celui en double tirs qui consiste à acquérir à la fréquence d'acquisition, $f_{acq} = 1/\Delta t_1$, un doublet d'images. Les images de chaque doublet sont séparées par un intervalle de temps Δt_2 tel que $\Delta t_2 < \Delta t_1$. Dans ce cas, le champ de vitesses est déduit à partir de l'intervalle de temps entre les deux images d'un même doublet, soit comme $\mathbf{U_f}(t) = \overrightarrow{dx}/\Delta t_2$. Au contraire, pour caractériser les processus à dynamique lente, le mode séquentiel est privilégié. Les vitesses sont alors suffisamment lentes pour être calculées telle que $\mathbf{U_f}(t) = \overrightarrow{dx}/\Delta t_1$. Ce n'est plus un doublet

d'images qui est acquis à la fréquence $f_{acq} = 1/\Delta t_1$ mais une seule image. Nous avons donc $\Delta t_1 = \Delta t_2$. Dans cette thèse, nous avons utilisé les deux modes d'acquisition selon l'intensité turbulente, soit Re_g, et la capacité du matériel utilisé. Par la suite, ils seront discutés sans distinction aucune et nous utiliserons la notation Δt pour caractériser le temps ayant servi à calculer $\mathbf{U_f}(t)$ [3].

2.5.1 Matériel utilisé et protocoles expérimentaux

Les écoulements dans les dispositifs des grilles 1 et 2 ont été caractérisés grâce à deux campagnes expérimentales distinctes. Elles seront par la suite respectivement appelées PIV 1 et PIV 2. Dans les deux cas, le laser, déjà introduit pour les mesures de concentration dans un plan laser, CFR 200 de *Quantel*, (532 nm, 200mJ max) a été utilisé. Le faisceau était éclaté dans la direction verticale pour générer une nappe laser d'environ 1 mm d'épaisseur. La zone d'observation était sur toute la largeur de cuve et sur 45 cm de hauteur (zone grisée sur Fig. 2.2 et Fig. 2.28). Les images étaient acquises par des caméras sCMOS pco.edge de résolution 2160×2560 pixels, grâce au logiciel Davis©. Le détail des résolutions spatiales et des particules utilisées pour chacune des campagnes sont explicités ci-après.
Pour chaque campagne, les acquisitions étaient réalisées après 15 min de forçage afin de limiter l'observation de phénomènes transitoires liés aux conditions initiales, non parfaitement contrôlées. De plus, afin d'assurer la convergence statistique des mesures, la durée des acquisitions était de 300 périodes de grille (Section 2.5.3).
Enfin, la conversion des pixels en centimètres a été réalisée grâce à une étape de calibration en utilisant une mire de 30×30 cm^2 et de 2 mm d'épaisseur pour pouvoir passer entre la grille et la paroi de la cuve de mesure.

2.5.1.1 PIV dans le dispositif de la grille 1 (PIV 1)

Dans cette campagne de mesures, deux configurations ont été testées : une première en fluide homogène et une seconde en fluide bi-couche ; et ce pour quatre forçages de grille (Table 2.1). Afin d'observer un champ de la largeur de cuve sans trop léser la résolution spatiale, deux caméras sCMOS pco.edge, placées à 6.5 m du dispositif et parallèles l'une à l'autre, ont été utilisées. Chacune permettaient d'observer un champ de 52×43 cm^2 avec un recouvrement d'une maille de grille, au centre du champ global (Fig. 2.2). Ces précautions ont permis d'atteindre une résolution spatiale de 210 μm/px pour un champ d'observation de 1×0.5 m^2.
Des particules sphériques de polystyrène de 228 μm de diamètre ont été prises pour traceurs PIV. Il a été vérifié qu'elles étaient entre 1.5 et 4 fois plus petites que l'échelle de Kolmogorov, assurant ainsi qu'il s'agissait de traceurs de l'écoulement bien que leur taille soit 10 fois supérieure à celle des particules classiquement utilisées en PIV (Ura *et al.*, 1987; Al-Homoud & Hondzo, 2007; Rastello *et al.*, 2017). Au préalable, 10 g de particules étaient mis en suspension dans 1 L de fluide. La préparation était ensuite versée dans la cuve de mesure au début de la première expérience de la journée. Il était vérifié avant chaque acquisition que la concentration en particules était suffisante (Fig. 2.30). Si ce n'était pas le cas, un ajout de

3. Pour plus de précisions sur les mesures par PIV, se référer à Adrian & Westerweel (2011).

5 g de particules dilués dans 500 mL du fluide de la cuve de mesure était fait 10 min avant l'acquisition. Ce temps était en général suffisant pour que les particules soient réparties de manière homogène dans la zone de mesure (Fig. 2.30). A noter que ces ajouts ponctuels en particules étaient surtout réalisés pour le cas du fluide bi-couche, les expériences pouvant durer jusqu'à 5h.
Pour cette campagne expérimentale, les mesures dans un seul plan laser ont été réalisées. Le protocole expérimental et les temps d'attentes associés pour les mesures PIV en fluide homogène est schématisé Fig. 2.30. Pour le cas en fluide bi-couche, des étapes supplémentaires devaient être faîtes pour mesurer des profils de densité. Des détails à ce sujet et le protocole mis en place sont donnés Annexe **A.2**.6.
Entre deux mesures, un temps d'attente de l'ordre de 30 min était respecté pour vérifier qu'aucun écoulement résiduel de l'expérience précédente ne subsistait (Fig. 2.30).

2.5.1.2 PIV dans le dispositif de la grille 2 (PIV 2)

Dans cette campagne de mesures, uniquement des expériences en fluide homogène ont été réalisées mais sur une plus large gamme de forçages (Table 2.1). Le dispositif de la grille 2 étant deux fois moins large que celui de la grille 1, une seule caméra sCMOS pco.edge, placée à 3.5 m du dispositif, a été utilisée pour permettre d'observer un champ de 40×45 cm^2 avec une résolution spatiale de 179 μm/px.
Des particules en-capsulées dans de la rhodamine et de 50 μm de diamètre ont été prises comme traceurs PIV (il a été vérifié qu'elles étaient entre 7 et 30 fois plus petites que l'échelle de Kolmogorov). Au préalable, 1 g de particules était mis en suspension dans 40 mL de fluide de la cuve. Dix gouttes de surfactant (Triton TX100) étaient aussi ajoutées pour éviter que les particules ne s'agrègent. Comme pour la campagne PIV 1, il était vérifié avant chaque acquisition que les particules étaient réparties de manière homogène et que leur concentration était suffisante (Fig. 2.30). Si ce n'était pas le cas, un ajustement en particules était fait environ 5 min avant une acquisition, par ajout de 1 mL de solution. Le temps d'homogénéisation était plus court que pour la campagne PIV 1, les forçages de grille étant plus énergétiques (Table 2.1).
Dans cette campagne de mesures, des acquisitions dans deux plans lasers, respectivement appelés p1 et p2 sur la figure 2.28, ont été réalisées (Fig. 2.30). Le premier plan était placé à 10 cm de la face la plus proche de la caméra, soit placé au 1/4 de la cuve de mesure. Le second était au centre de cette dernière. La nappe laser était translatée grâce à un système de translation linéaire horizontal et sa verticalité était vérifiée après chaque déplacement grâce à des marquages sur la cuve de mesure.
Enfin, de même que pour la campagne PIV 1, un temps d'attente d'environ 30 min entre deux mesures était respecté pour s'assurer qu'aucun écoulement résiduel de l'expérience précédente ne subsistait (Fig. 2.30).

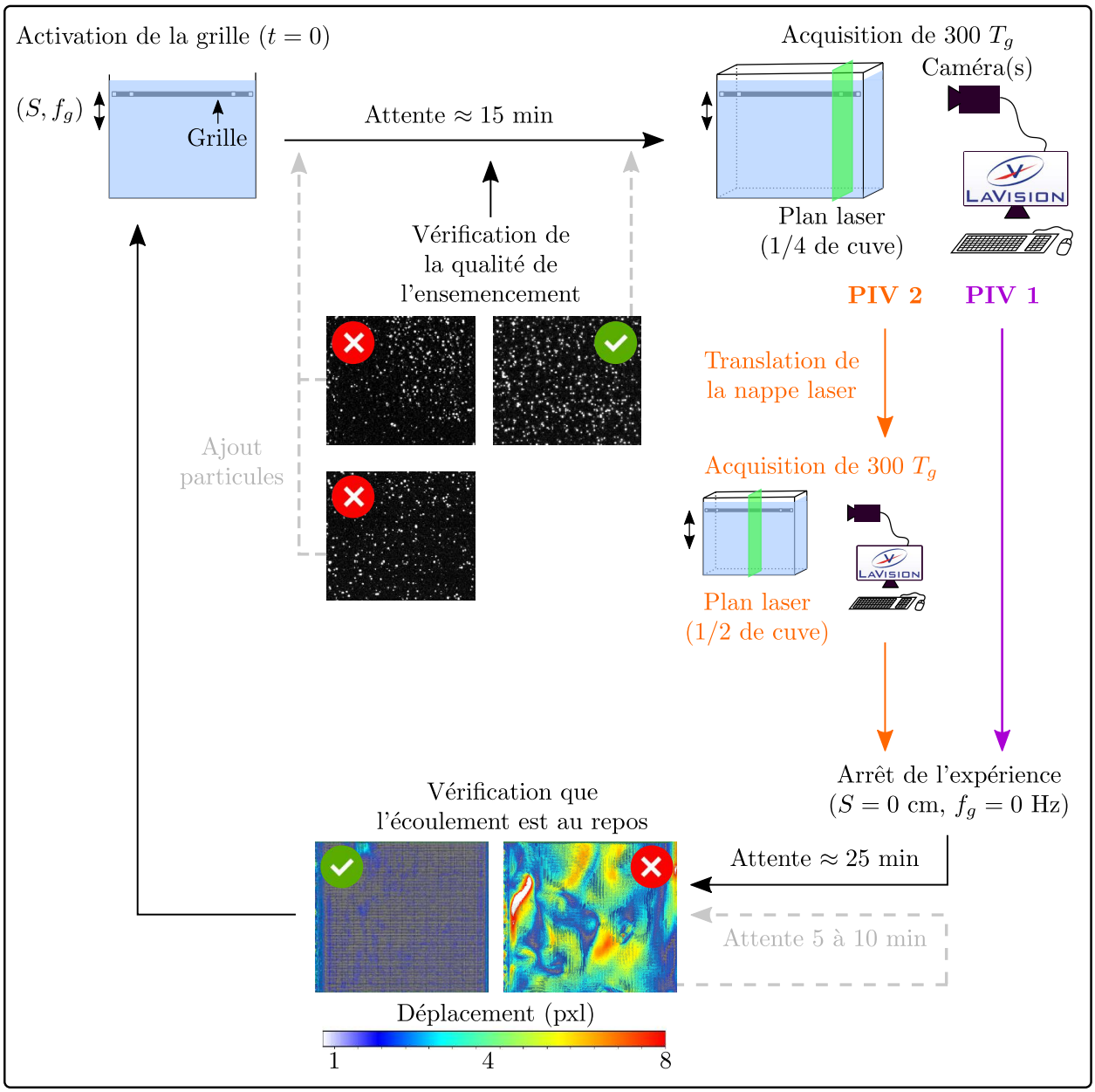


FIGURE 2.30 – Représentation schématique du protocole de mesure par PIV. Les parties en couleur montrent les différences de protocole entre le dispositif de grille 1 (PIV 1) et celui de la grille 2 (PIV 2). Deux caméras ont été utilisées pour la campagne PIV 1 et une seule a été utilisée pour la campagne PIV 2.

2.5.2 Enjeux de la turbulence de grille et outils mis en place pour y répondre

La turbulence générée par une grille oscillante est souvent étudiée loin de la grille, où la turbulence est homogène isotrope (Yan *et al.*, 2007). Or, dans le cadre de cette thèse, nous

avions pour ambition d'étudier l'écoulement à la fois proche et loin de la grille, ce qui a conduit à un certain nombre de contraintes lors de l'acquisition et le traitement des données. Ces aspects sont détaillés dans cette partie. Par la suite, la zone proche grille fera référence à des altitudes $z' < 2M$ et la zone lointaine grille à des altitudes $z' > 2M$.
Dans la zone proche grille, la signature de cette dernière est très visible (Cheng & Law, 2001; McCorquodale & Munro, 2018), l'oscillation sinusoïdale de la grille induisant un forçage cohérent représentant entre 5 % et 10 % de l'énergie cinétique turbulente. Pour extraire ce forçage cohérent et récupérer seulement l'écoulement turbulent généré à la fréquence de grille, un filtrage autour de f_g a été réalisé. Or, cela n'est possible que si le critère de Nyquist est respecté. Dans notre cas, cela conduit à $f_{acq} \geq 2f_g$, soit $\Delta t \leq T_g/2$.
Afin de fixer Δt, nous nous sommes basés sur l'accélération de la grille, dont le déplacement est sinusoïdal ($\ell_{grille} = S\sin(\omega_g t + \phi_g)$, avec $\omega_g = 2\pi f_g$). En imposant un déplacement, ℓ_{max}, d'au maximum 15 pixels [4] entre deux images successives nous en déduisons que :

$$\Delta t \propto \sqrt{\frac{\ell_{max}}{S\omega_g^2}}. \tag{2.11}$$

En pratique, eq. (2.11) fournit un ordre de grandeur de Δt qui doit être ajusté par des tests préliminaires en fonction des capacités du matériel mis à disposition. Nous avons, en plus, imposé que Δt soit un sous multiple de T_g pour acquérir un nombre fini de périodes de grille.
Néanmoins, les spécificités de la turbulence de grille oscillante ne s'arrêtent pas là. Nous rappelons, en effet, que dans ce type d'écoulement, l'intensité turbulente diminue à mesure que l'on s'éloigne de la grille (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976), ce qui augmente l'incertitude sur $\overrightarrow{dx}$ dans la zone lointaine grille. Ainsi, utiliser un unique pas de temps entre les images ne permet pas de garantir une incertitude raisonnable de $\overrightarrow{dx}$ sur l'ensemble du champ de mesure. Les vitesses plus lentes ($z' > 2M$) ont donc été calculées à partir d'un pas de temps, $\Delta t'$, plus grand que celui, Δt, utilisé pour les vitesses plus rapides ($z' < 2M$). Mais comment Δt et $\Delta t'$ ont-ils été déterminés ?
Pour $z' < 2M$, le Δt est basé sur l'accélération de la grille (ligne du haut Fig. 2.31). Au contraire pour $z' > 2M$, le temps entre deux images successives a artificiellement été augmenté. $\Delta t'$ est ajusté à chaque forçage pour assurer un déplacement d'au plus 15 pixels (ligne du bas Fig. 2.31). Cela est vérifié grâce à des tests préliminaires sur quelques périodes de grilles. En mode séquentiel, $\Delta t'$ correspondait entre 2 et 5 fois Δt (ligne du bas Fig. 2.31). En mode double tirs, les premières images de chaque doublet d'images ont été utilisées, de sorte que $\Delta t' = 1/f_{acq}$. A noter que dans certains cas, trois pas temporels étaient nécessaires, avec $\Delta t'' > \Delta t'$ pour les zones très lointaines grille.
Afin de minimiser le temps de calcul, les champs de vitesses étaient calculés sur des domaines distincts (bandes horizontales entre z_i et z_{i+1}). Une zone de recouvrement était néanmoins assurée pour vérifier la cohérence et la robustesse des mesures malgré ce découpage vertical. Il s'agit, par exemple, de celle entre z_3 et z_2 sur la figure 2.31. C'est sur cette zone que les champs de vitesse sont moyennés pour obtenir des profils verticaux. Mais comment choisir objectivement z_2 et z_3 pour reconstruire les champs ?

4. Le déplacement de 15 pixels est à convertir en mètre pour que l'équation (2.11) soit homogène.

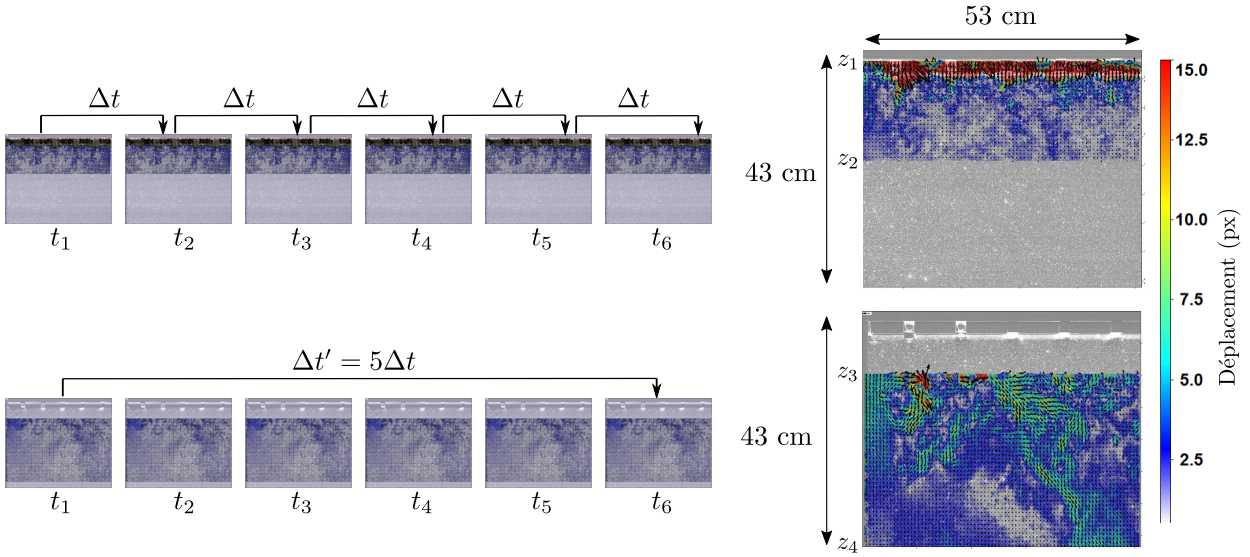


FIGURE 2.31 – Représentation schématique du choix optimal de l'incrément temporel pour calculer les champs de vitesses en zone proche (ligne du haut) et lointaine (ligne du bas) grille ($Re_g = 2400$, dans le dispositif de la grille 1 pour le mode d'acquisition en séquentiel).

Cette reconstruction verticale, réalisée grâce au logiciel Matlab©, est précédée d'une conversion des données calculées par le logiciel Davis© [5]. C'est notamment au cours de cette étape que les champs de la campagne PIV 1 sont reconstruits suivant l'horizontale, en les moyennant sur environ une maille de grille au centre du champ d'observation total.

Une fois ces étapes réalisées, deux critères sont appliqués aux champs de vitesses calculés entre z_i et z_{i+1} pour déterminer de manière objective les altitudes z'_i et z'_{i+1} à partir desquelles l'incertitude de mesure n'est plus acceptable.
Nous avons choisi z'_{i+1} en fixant un seuil sur les basses vitesses. Pour se faire, le rapport signal sur bruit, SNR (*"Signal Noise Ratio"* en anglais) est introduit. Il permet de quantifier l'intensité du signal mesuré par rapport au bruit de mesure qui, dans notre cas, est assimilé à un déplacement de 0.5 pixel entre deux instants successifs, soit Δt [6]. Basée sur ce déplacement, la vitesse $v_{bruit} = 0.5/\Delta t$ (px/s) peut être construite. Cette dernière est ensuite comparée aux vitesses instantanées horizontale, $u(t, x, z)$, et verticale, $w(t, x, x)$, grâce aux rapports signal sur bruit

$$SNR_U = \frac{u(t,x,z)}{v_{bruit}} \qquad \& \qquad SNR_W = \frac{w(t,x,z)}{v_{bruit}}. \tag{2.12}$$

La zone pour laquelle l'incertitude de mesure est acceptable est telle que l'intensité du signal

5. Les fichiers en sortie du logiciel Davis© sont au format *.vc7*, non lisible par Matlab©. La conversion des fichiers au format *.vc7* en fichiers au format *.mat*, lisible par Matlab©, est faite grâce à la fonction *showimx* de la toolbox *"readimix"*. Cette conversion a permis de réduire jusqu'à un facteur 6 la taille des données générées. A noter aussi que c'est lors de cette étape que les déplacements en pixels étaient convertis en champ de vitesses en m/s.

6. D'après les ingénieurs de LaVision©, lors d'une conversation privée, l'incertitude est acceptable jusqu'à des déplacements entre deux instants successifs de 0.2 pixel. Il nous a paru plus pertinent de prendre un bruit de mesure de $0.5/\Delta t$, le taux de recouvrement étant, dans notre cas, de 50 %.

est supérieure au bruit de mesure, soit $SNR_j > 1$, avec $j = \{U, W\}$. Nous remarquons qu'en moyenne les vitesses horizontales sont plus faibles que celles verticales. Le critère ayant servi à déterminer quantitativement l'altitude z'_{i+1} est donc $< SNR_U >_x = 1$ (ligne pointillée noire sur la figure 2.32 (a)).

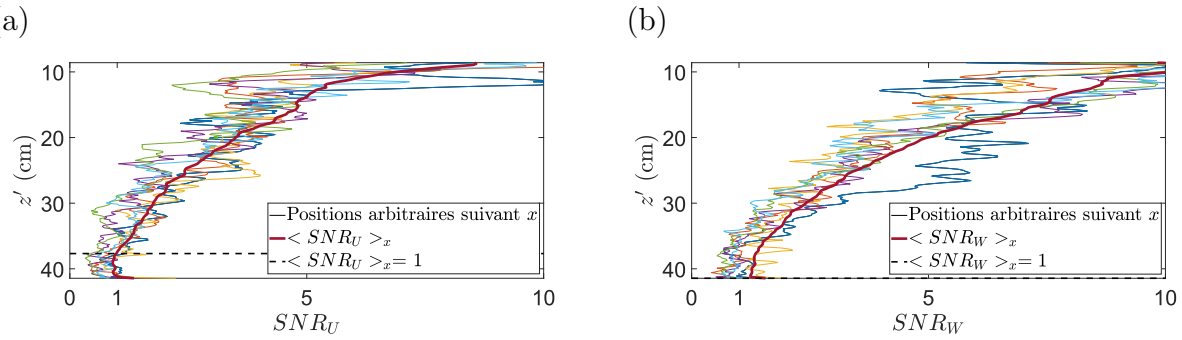


FIGURE 2.32 – Rapports signal sur bruit de (a) la vitesse horizontale, SNR_U, et (b) celle verticale, SNR_W. Les traits fins de couleur correspondent à différentes positions horizontales. La courbe en trait épais correspond à la moyenne horizontale de chaque rapport signal sur bruit. La ligne pointillée correspond à l'altitude pour laquelle $SNR_j = 1$, avec $j = \{U, W\}$.

Pour définir l'altitude z'_i, un second critère, basé sur les hautes vitesses est appliqué. Comme introduit plus haut, il est classiquement admis que, pour assurer des champs de vitesses corrects, le déplacement maximal, ℓ_{max}, doit être d'au plus 15 pixels entre deux instants successifs. Nous avons donc défini z'_i telle que, à cette altitude, plus de 10 vecteurs vitesse ont une de leurs composantes supérieure ou égale à $v_{max} = \ell_{max}/\Delta t$.
Une fois ces deux critères appliqués, les nouvelles altitudes z'_i et z'_{i+1} sont définies et les champs sont reconstruits suivant la verticale, en faisant la moyenne du champ de vitesse entre z'_i et z'_{i+1}. Fig. 2.33 montre un exemple de champ instantané reconstruit.

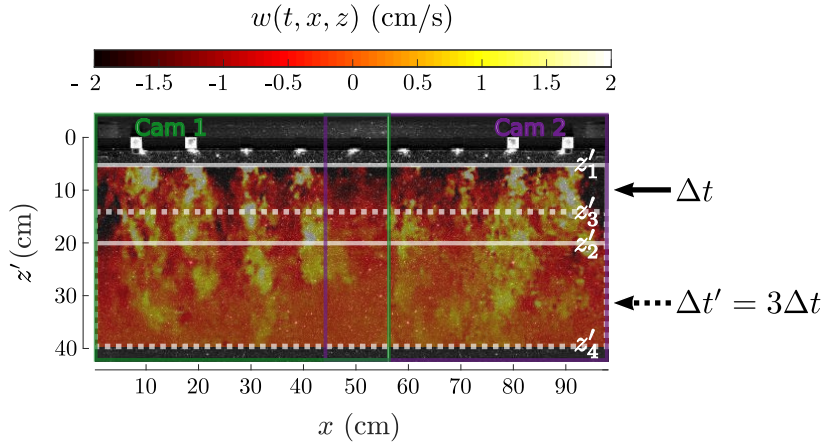


FIGURE 2.33 – Champ instantané reconstruit de la vitesse verticale, $w(t, x, z)$, dans le dispositif de la grille 1 pour $Re_g = 1730$. Les rectangles de couleur correspondent aux champs observées par chaque caméra et ceux blancs indiquent les zones dans lesquelles $w(t, x, z)$ est calculée grâce à des temps, entre images successives, optimisés. Δt est le temps ayant servi pour l'acquisition des données et $\Delta t'$ est un temps augmenté artificiellement par l'opérateur pour diminuer l'incertitude en zone lointaine grille.

2.5.3 Définition des fluctuations turbulentes et calcul des profils verticaux

Dans cette thèse, les fluctuations de vitesses turbulentes n'ont pas été définies comme elles le sont classiquement, à savoir en retranchant la composante moyenne au champ instantané. En effet, dans le cas d'une turbulence de grille oscillante, le mouvement de la grille induit un forçage cohérent, dont la contribution est très visible sur le spectre temporel [7] (Fig. 2.34).

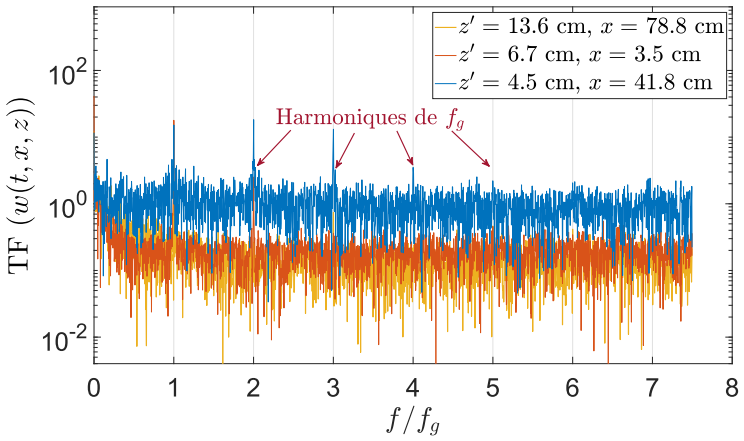


FIGURE 2.34 – (a) Spectre temporel du champ instantané de la vitesse verticale, $w(t,x,z)$, à trois positions distinctes. La fréquence est normalisée par la fréquence de la grille, f_g.

Comme mentionné précédemment, nous avons voulu effacer cette contribution pour n'étudier que la turbulence induite à la fréquence f_g (Section 2.5.2).
Ainsi dans cette thèse les fluctuations de vitesses turbulentes, $u'(t,x,z)$ et $w'(t,x,z)$, sont définies comme :

$$\begin{cases} u'(t,x,z) = u(t,x,z) - \overline{u}(x,z) - u_g(t,x,z) \\ w'(t,x,z) = w(t,x,z) - \overline{w}(x,z) - w_g(t,x,z), \end{cases} \tag{2.13}$$

avec $\overline{u}(x,z)$ et $\overline{w}(x,z)$ respectivement les champs de vitesses moyennes horizontales et verticales, et $u_g(t,x,z)$ et $w_g(t,x,z)$ les champs de vitesses horizontales et verticales associées au forçage cohérent de la grille. Dans la suite du manuscrit, la moyenne temporelle sera indiquée par une barre au-dessus de la grandeur physique et la moyenne spatiale par $< . >_j$ où $j = \{x,z\}$ correspond à la direction de l'espace dans laquelle est faite cette moyenne.
Mais comment proprement extraire les champs $u_g(t,x,z)$ et $w_g(t,x,z)$ des données initialement acquises ?
Ceci a été réalisé en appliquant un filtre passe-bande aux champs instantanés de vitesses. En effet, comme détaillé Section 2.5.2, nous avons pris toutes les précautions lors de l'acquisition des données pour permettre le filtrage des champs instantanés de vitesses autour de T_g (ou

7. A noter qu'en zone très proche grille ($z' < 1M$), les harmoniques de la fréquence de forçage sont aussi présents. Leur contribution disparaissant pour $z' > 1M$, le forçage cohérent ne sera décrit que par l'harmonique fondamental, soit à $f = f_g$.

de f_g dans l'espace de Fourrier). Concrètement, nous avons fait le produit entre une fonction porte, $\sqcap(f)$, centrée sur f_g, et la transformée de Fourrier (TF) des champs instantanés de vitesses, $\widehat{u}(f,x,z)$ et $\widehat{w}(f,x,z)$ [8]. La TF des champs $u_g(t,x,z)$ et $w_g(t,x,z)$ a donc été obtenue telle que :

$$\widehat{u_g}(f,x,z) = \widehat{u}(f,x,z).\sqcap(f) \qquad \& \qquad \widehat{w_g}(f,x,z) = \widehat{w}(f,x,z).\sqcap(f). \tag{2.14}$$

Finalement, en appliquant la TF inverse [9], nous avons extrait les champs associés uniquement au forçage cohérent de la grille. Lors de cette étape, le signal peut être déformé par effet de Gibbs, notamment aux bords de la fenêtre temporelle. Afin de limiter cette distorsion du signal, plusieurs techniques peuvent être appliquées. Dans cette thèse, le signal filtré ayant une forme bien connue, à savoir un cosinus ne devant pas évoluer au cours du temps, il a été fait le choix de reconstruire artificiellement les champs $u_g(t,x,z)$ et $w_g(t,x,z)$ à partir d'informations sur l'amplitude et la phase récupérées au centre de la fenêtre temporelle, où l'analyse spectrale est de meilleure qualité. L'amplitude et la phase extraites ainsi que la composante $w_g(t,x,z)$ reconstruite sont illustrées Fig. 2.35(a-c). Il a été vérifié que les champs reconstruits restaient cohérents avec ceux filtrés non reconstruits, l'écart entre les deux étant de l'ordre de 2 % au centre de la fenêtre temporelle et de l'ordre de 10 à 15 % sur les bords de cette même fenêtre temporelle.

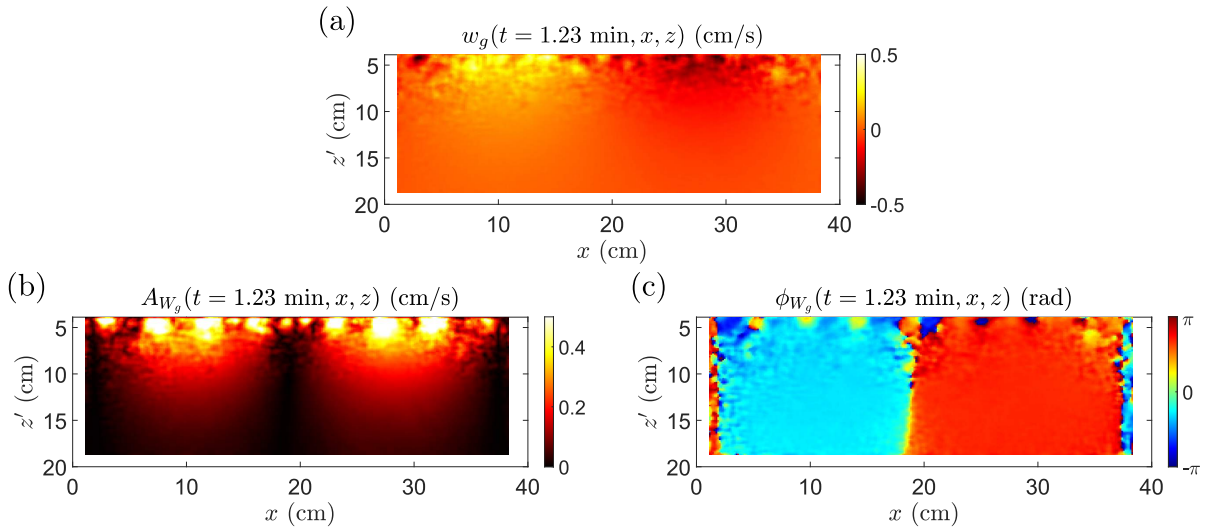


FIGURE 2.35 – (a) Champ instantané filtré à la fréquence de grille de la vitesse verticale, $w_g(t,x,z)$, dans le dispositif de la grille 2 pour $Re_g = 3\,190$. (b) Amplitude de $w_g(t,x,z)$. (c) Phase de $w_g(t,x,z)$.

Nous avons également vérifié que la convergence statistique des données était atteinte sur les 300 périodes de grille acquises. Ceci a été vérifié sur le moment d'ordre 1, soit les champs moyens (Fig. 2.36 (a) et (b)), et sur le moment d'ordre 2, soit l'écart type des vitesses (Fig. 2.36 (c) et (d)). A noter que la définition des fluctuations n'affecte pas la convergence.

8. La TF d'une grandeur $H(t,x,z)$ s'exprime comme : $\widehat{H}(f,x,z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} H(t,x,z)e^{-i2\pi ft}\,\mathrm{d}t$.
9. La TF inverse d'une grandeur $H(t,x,z)$ s'exprime comme : $H(t,x,z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widehat{H}(f,x,z)e^{i2\pi ft}\,\mathrm{d}f$.

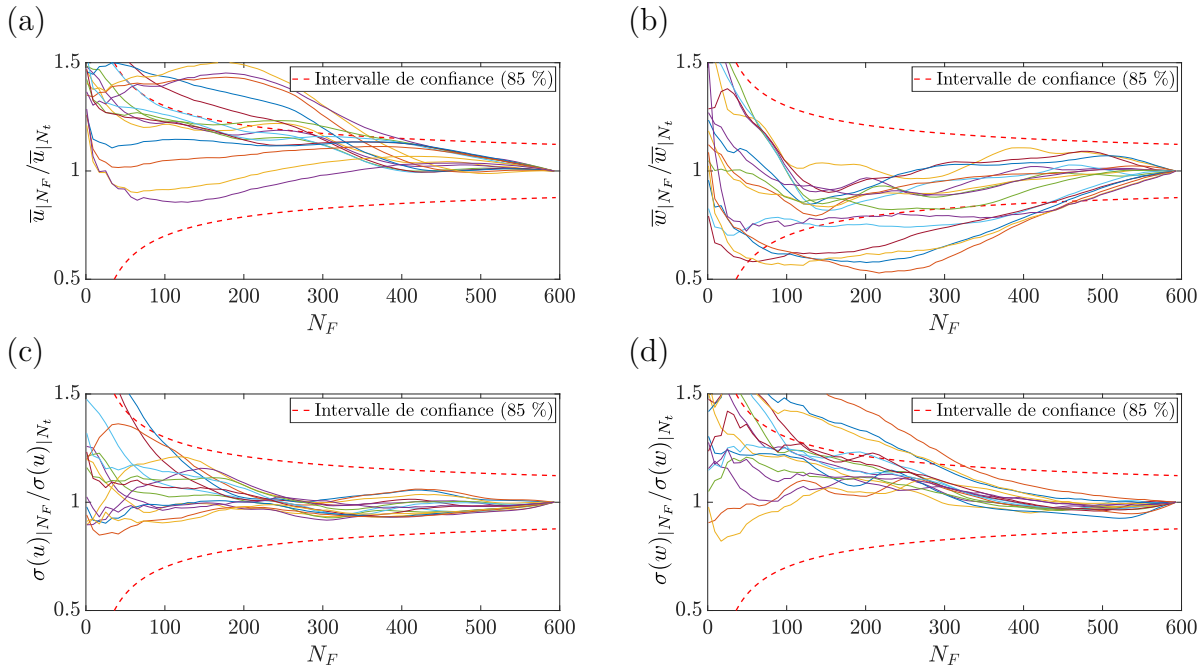


FIGURE 2.36 – Etude de la convergence statistique des mesures par PIV pour : (a) la vitesse moyenne horizontale, $\overline{u}$; (b) la vitesse moyenne verticale,$\overline{w}$; (c) l'écart type de la vitesse horizontale, $\sigma(u)$; (d) l'écart type de la vitesse verticale, $\sigma(w)$. Les lignes continues correspondent aux champs de vitesses à une altitude arbitraire donnée. N_F est le nombre d'images sur lequel sont calculés la moyenne et l'écart type. N_t est le nombre total d'images.

Chapitre 3

Flottabilité des plastiques et impact sur les concentrations

Sommaire

3.1 Echantillonnage des plastiques en surface et enjeux 86
3.2 Résumé de l'article et contribution personnelle 87
3.3 Small microplastics as a main contributor to plastic mass balance in the North Atlantic subtropical gyre 88
3.3.1 Abstract 88
3.3.2 Introduction 89
3.3.3 Materials and Methods 90
3.3.4 Results and discussion 92
3.4 Conclusions 99

3.1 Echantillonnage des plastiques en surface et enjeux

Comme vu Chapitre 1, la quantification du nombre de plastiques dans nos océans et nos mers est faite grâce à des échantillonnages en surface. Des filets manta, dont la maille est souvent de 300 μm, sont immergés entre 20 et 30 cm sous la surface (Fig. 3.1(a)). Les plastiques collectés grâce à ces filets sont triés et comptés sur le bateau (Fig. 3.1(b)) puis stockés dans de la glace. L'analyse de leur composition et leur taille est faite a posteriori en laboratoire. Cette méthode de tri permet une première estimation en nombre des plastiques plus grands que 1 mm. Nous rappelons qu'en dessous de cette taille, il est difficile de différencier, à l'œil nu, la matière plastique de celle organique également présente dans le collecteur (Song *et al.*, 2015*a*). Ces plastiques sont les grands micro-plastiques, notés LMP (*"Large Micro-Plastics"* en anglais). Pour les plastiques inférieurs au millimètre, appelés petits micro-plastiques, notés SMP (*"Small Micro-Plastics"* en anglais), un second protocole d'échantillonnage et de tri est préconisé. Ces derniers sont collectés à l'aide de filets manta de maille 25 μm. Ils sont filtrés avec des filtres à 4 μm sur le bateau (Fig. 3.1(c)) avant d'être dénombrés et analysés en laboratoire.

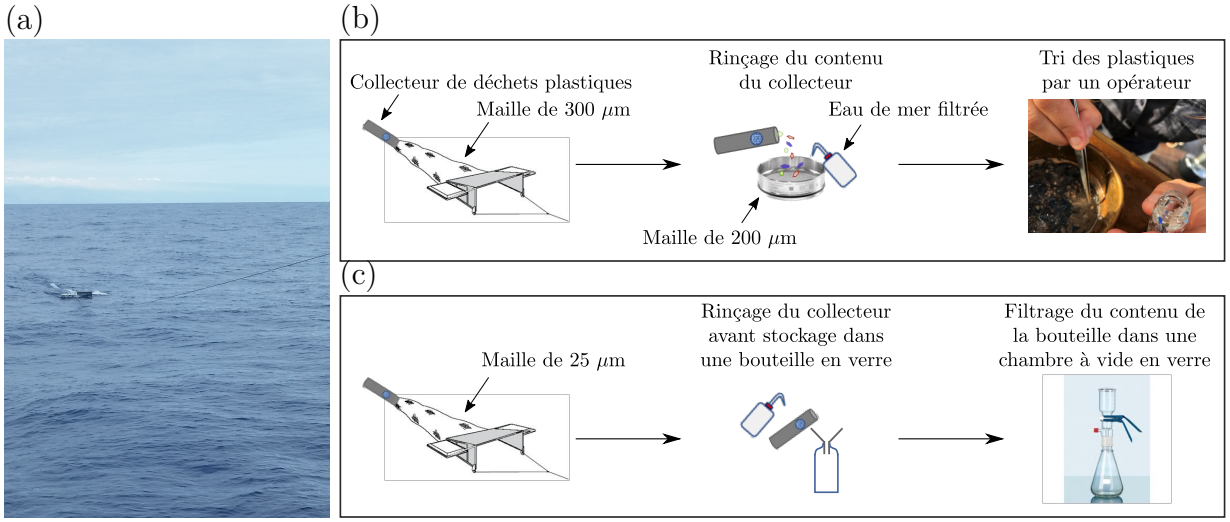


FIGURE 3.1 – Trait de filet manta (campagne en mer Méditerranée, Sept.-Oct. 2019). Protocole de tri des particules plastiques sur le bateau pour les (b) LMP ($>$ 1 mm) et les (c) SMP ($<$ 1 mm). Les caractérisations en taille et en composition se font en laboratoire à terre.

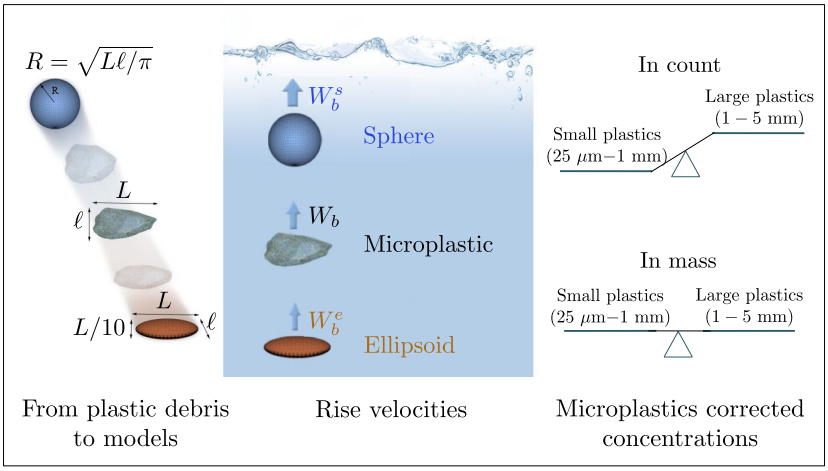
Ce premier tri est un enjeu capital pour assurer un bon échantillonnage de la surface. Cependant, comme expliqué Chapitre 1, du fait du mélange de surface induit par le vent et les vagues déferlantes, une partie des plastiques n'est pas capturée par cette méthode. Pour estimer des concentrations globales indépendamment des conditions météorologiques, une correction est appliquée aux mesures de surface qui tient compte de la répartition verticale des plastiques. Nous rappelons que cette correction dépend de l'état de la mer et de la flottabilité des plastiques. Dans ce chapitre, nous nous focalisons sur l'influence du second paramètre caractérisé par la vitesse de remontée des plastiques, W_b. Cependant, du fait du nombre colossal de micro-plastiques collectés (parfois plus de 400 par station), il est impossible de la mesurer pour chacun d'eux. Comment donc estimer de manière réaliste W_b pour

déduire des concentrations globales tenant compte de la grande variabilité de densité, de taille et de forme des micro-plastiques ?
Un modèle pour parvenir à cela est présenté dans ce chapitre ainsi qu'une application de ce dernier à des mesures faites dans le gyre de l'Atlantique Nord en 2015 par l'ONG *Expédition 7e Continent*. Nous remarquons que ce modèle a fait l'objet d'une valorisation dans une revue scientifique (`https://doi.org/10.1021/acs.est.8b05458`).

3.2 Résumé de l'article et contribution personnelle

Dans cet article, un modèle permettant d'estimer la vitesse de remontée des micro-plastiques en fonction de leur densité, leur taille et leur géométrie est proposé. A défaut de pouvoir estimer W_b pour chaque plastique individuellement, un encadrement de leur vitesse est fourni. En se basant sur une étude statistique de leur géométrie (que je n'ai pas réalisée personnellement, mais qui a été faite en amont de ma thèse), il est ressorti que la majorité des micro-plastiques avait une forme comprise entre la sphère et un ellipsoïde de rapport d'aspect 10. En se basant sur cette observation et en fournissant un encadrement de leur densité (à partir de la littérature disponible sur le sujet), il est possible d'encadrer la vitesse de flottabilité réelle de chaque micro-plastique par celle d'une sphère légère et d'un ellipsoïde lourd de diamètre équivalent à celui du micro-plastique considéré (Fig. 3.2(a)). Le principal intérêt de cette approche est de fournir, en se basant sur les propriétés des plastiques, des incertitudes des concentrations corrigées servant de référence dans les modèles océaniques grandes échelles.

(a)



(b)

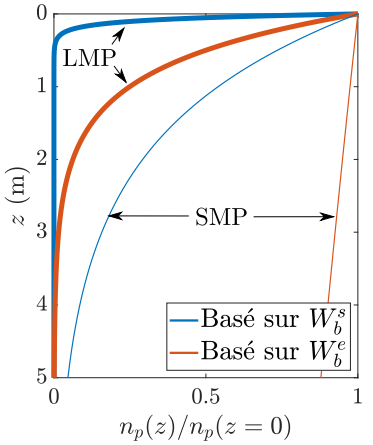


FIGURE 3.2 – (a) Graphical abstract de l'article reporté Section 3.3, illustrant l'encadrement de la vitesse de remontée des plastiques, W_b, en se basant sur celle de deux géométries et les implications sur les estimations de concentrations globales qui en résultent. (b) Exemple de distributions verticales d'un LMP (trait épais) et d'un SMP (trait fin), respectivement de taille $\sqrt{L\ell} = 1.2$ mm et $\sqrt{L\ell} = 0.12$ mm, pour un Beaufort 3.

En appliquant ce modèle sur des données de terrain, il a été montré que la prise en compte

de la flottabilité variable des micro-plastiques impactait grandement les bilans globaux. Les plus petits (SMP) seraient bien plus nombreux que les plus grands (LMP), à tel point que les concentrations en masse de ces deux gammes de micro-plastiques seraient du même ordre de grandeur (Fig. 3.2(a)). En effet, les SMP, du fait de leur très faible flottabilité, sont plus facilement transportés verticalement et sur des profondeurs bien plus grandes que les LMP. Ceci est illustré Fig. 3.2(b), où sont associés, pour chaque catégorie de micro-plastiques, deux profils de concentration, $n_p(z)$, déduits de l'encadrement de W_b.
Nous remarquons que dans cet article un effort particulier a été fait pour estimer des concentrations corrigées en nombre mais aussi en masse, notamment pour les SMP impossibles à peser. En effet cette dernière métrique à l'avantage d'être conservative. L'état actuel de nos connaissances sur le devenir du plastique ne nous permet pas de proposer un bilan massique complet, mais prendre l'habitude de quantifier en masse est une manière de préparer le terrain pour fermer ce bilan lorsque des outils nous permettrons de quantifier la masse de plastique (1) ingérée par les organismes, (2) sédimentant et (3) s'échouant sur les plages.

Environmental Science & Technology

Article

Cite This: Environ. Sci. Technol. 2019, 53, 1157−1164

pubs.acs.org/est

Small Microplastics As a Main Contributor to Plastic Mass Balance in the North Atlantic Subtropical Gyre

Marie Poulain,[†,‡] Matthieu J. Mercier,[†] Laurent Brach,[‡] Marion Martignac,[‡] Corinne Routaboul,[§] Emile Perez,[‡] Marie Christine Desjean,[∥] and Alexandra ter Halle*[,‡]

3.3.1 Abstract

Estimates of cumulative plastic inputs into the oceans are expressed in hundred million tons, whereas the total mass of microplastics afloat at sea is three orders of magnitude below this. This large gap is evidence of our ignorance about the fate of plastics, as well as transformations and sinks in the oceans. One of the current challenges consists of identifying and quantifying plastic particles at the microscale, the small microplastics (SMP, $25-1000$ μm). The aim of the present study is to investigate SMP concentration in count and in mass at the sea surface in the North Atlantic subtropical gyre during the sea campaign Expedition 7$^{\text{th}}$ Continent. After isolation, SMP were characterized by micro-Fourier-transform infrared spectroscopy. Microplastic distribution was modeled by a wind-driven vertical mixing correction model taking into account individual particle properties (dimension, shape and density). We demonstrate that SMP buoyancy is significantly decreased compared to the large microplastics (LMP, $1-5$ mm) and consequently more susceptible to vertical transport. The uncorrected LMP concentration in count was between 13 000 and 174 000 pieces km^{-2}, and was between 5 to 170 times more abundant for SMP. With a wind-driven vertical mixing correction, we estimated that SMP were 300 to 70 000 times more abundant than LMP.

When discussing this in terms of weight after correction, LMP concentrations were between 50 to 1 000 g km^{-2}, and SMP concentrations were between 5 and 14 000 g km^{-2}.

3.3.2 Introduction

Plastic production has had an amazing exponential growth since its industrialization in the 1950s. However, only 40 years later, we realized that we do not control plastic's end of life and have not put forth sufficient effort to promote its recycling. In the 2010s, the annual plastic input into the ocean was estimated to be 10 million tons (Jambeck *et al.*, 2015). None of the commonly used plastics are biodegradable, and thus, they tend to accumulate once discarded in the environment (Geyer *et al.*, 2017). With solar illumination and mechanical forcing, plastic waste are oxidized and fragmented into smaller and smaller particles, reaching the nanoscale (Gigault *et al.*, 2016). Currently, one important scientific question is how to balance the annual input into the oceans, which is one hundred of times more than the amount we are actually able to locate. This large gap is evidence of our critical lack of knowledge about the fate of plastic in the ocean. Efforts to detect plastic particles at the micro and nanoscales are needed (Filella, 2015; Gigault *et al.*, 2018). Published works state that small microplastics (SMP, 25-1000 μm) are present in the natural environment (Song *et al.*, 2015*a*; Bergmann *et al.*, 2017) and that they are genuinely more abundant than large microplastics (LMP, 1-5 mm) (van Cauwenberghe *et al.*, 2015; Hanvey *et al.*, 2017). However, until now, there has been no estimation of the weight SMP could represent at sea.
The scientific community has agreed that the characterization of SMP by visual detection and manual sorting is prone to significant errors (Song *et al.*, 2015*a*; Harrison *et al.*, 2012; Imhof *et al.*, 2012; Lenz *et al.*, 2015). For the detection and quantification of SMP, micro-Fourier-transform infrared (μ-FTIR) and micro-Raman spectroscopy are promising tools that should be considered. The development of μ-FTIR and its suitability were demonstrated with spiked natural samples (Tagg *et al.*, 2015). This technique was also applied successfully to address SMP concentration in count in environmental samples. However, the data are still scarce, and studies have been conducted with marine sediments(Loeder *et al.*, 2015), lagoon sediment (Vianello *et al.*, 2013), coastal waters (Song *et al.*, 2015*a*) and waste water treatment plant (Mintenig *et al.*, 2017) samples. From these studies, it is apparent that SMP outnumber LMP, but the SMP weight concentration basis was not discussed. SMP weight estimates have only been discussed on the basis of emission scenarios (van Wezel *et al.*, 2016).
Another specific issue discussed here is how to properly estimate the abundance of plastic particles at sea in the water column at a given location by the extrapolation of sea surface samples. The sea surface state, with turbulence induced by wind and waves or some specific flows (Kukulka *et al.*, 2016), can mix the upper water column and transport plastic particles vertically. This effect has been rationalized by turbulent models based on the assumption of a balance between the upward flux of particles due to buoyancy and the downward flux due to turbulence (Kukulka *et al.*, 2012; Kukulka & Brunner, 2015; Enders *et al.*, 2015). These models rely on the rise velocity of plastic, W_b, and turbulence modeling. The simplest approach consists of using a mean rise velocity of 0.01 m s^{-1} for all plastic particles (Kukulka *et al.*, 2012). However, laboratory measurements of W_b for plastic debris between 0.5 and 207 mm are evidence of important variations with ratios up to a factor 40 ; smaller particles rising

slower (Reisser *et al.*, 2015). Enders *et al.* (2015) used a sphere to model microplastic (25 μm − 5 mm) buoyancy and demonstrated that LMP can be mixed over a few meters, while SMP could be transported down to hundreds of meters at the same sea state. Improvements to current modeling approaches are still highly necessary to better quantify concentration and mass estimates in open oceans (Filella, 2015; Law, 2017). The present study investigates SMP and LMP composition, count and weight concentrations in the North Atlantic subtropical gyre at the sea surface. SMP were characterized and numbered by μ-FTIR. A wind-driven vertical mixing correction was developed to account for individual particle properties (density and geometry). Owing to the very dispersed geometry and density of microplastics, our modeling approach provided lower and upper bounds for the concentrations. The results with and without wind-driven mixing were discussed.

3.3.3 Materials and Methods

Chemicals

High-density polyethylene (PE) pellets (CAS 9002-88-4), poly(ethylene terephthalate) (PET) pellets (CAS 25038-59-9, density of 1.68 g mL^{-1}), poly(vinyl chloride) (PVC) powder (CAS 9002-86-2, density of 1.4 g mL^{-1} at 25 °C), poly(methyl methacrylate) (PMMA) (CAS 90011-14-7, an average molecular weight of 120 000), Nylon 6/6 pellets (CAS 25038-54-4, density of 1.14 g mL^{-1} at 25 °C) and Nylon 12 (CAS 25038-74-8, density of 1.14 g mL^{-1} at 25 °C) were purchased from Sigma Aldrich (Saint Louis, MO, USA). Polystyrene (PS) pellets (3.5 mm) (CAS 9003-53-6 PS), polypropylene (PP) pellets (3 mm) (CAS 9003-07-0, Melting Flow Index of 0.4 g per 10 min), low-density PE pellets (1 mm), nonexpanded polyurethane (PU), and foam were purchased from Goodfellow (Huntingdon, UK). Sodium dodecyl sulfate (ACS reagent, > 99 %) and sodium hydroxide pellets were purchased from Sigma Aldrich (Saint Louis, MO, USA).

Microplastic sampling and extraction

Plastic particles were collected from the sailing vessel Guyavoile in the North Atlantic subtropical gyre in June 2015 during the French sea campaign Expedition 7^{th} Continent (Ter Halle *et al.*, 2017). LMP were collected using a Neuston net with a rectangular frame (0.5 × 0.4 m) fitted with a 2 m long net with a standard mesh size of 300 μm. LMP were collected from the surface layer at a depth of $[0-20]$ cm. Tow durations were set to 30 min, and tows were all undertaken while the vessel was traveling at a speed of 1 to 2.5 knots. On the boat, the content of the tows was filtered on 300 μm sieves. Most of the plastic particles were removed with tweezers and stored at -5 ^{o}C in glass vials. In total, 40 nets were towed : 12 outside the accumulation area and 28 within the accumulation area. The GPS locations and sea states associated with these 28 stations are supplied in the Supporting Information (SI), Table S7. SMP were collected using a Neuston net with a standard mesh size of 25 μm. The net was fixed to a 0.3 × 0.1 m rectangular frame and was 3 m long. SMP were collected from the surface layer at a depth of $[0-6]$ cm. Tow durations were set to 10 min and were all undertaken while the vessel was traveling at a speed of less than 1 knot. Indeed, the speed of the boat was strictly restricted to below 1 knot to avoid clogging the 25 μm net. The net was towed from a zodiac boat, and for security reasons, it was only possible when the

sea was relatively calm. Thus only 8 measurements were performed within the accumulation area. The content of the tows was filtered through a cellulose acetate membrane (5 μm) in a closed filtration unit and immediately stored in closed glass vials at -18 ^{o}C. Both manta nets were equipped with flow meters from which sea concentrations in count were calculated and expressed as numbers of particles per square kilometer.

Microplastic isolation

The sorting and numbering of LMP were carried out classically and described elsewhere (Ter Halle *et al.*, 2017). To calculate LMP sea surface concentrations (in count and weight), only those having at least one dimension above 1 mm were considered. For SMP isolation, the acetate filters obtained on the boat were immersed under laboratory conditions in 80 mL ultrapure water in a closed glass bottle at ambient temperature under gentle agitation for one hour. After removal of the filter, the biogenic matter was eliminated by the addition of 20 mL of a 10 mol L^{-1} NaOH solution and 300 μL of a 50 g L^{-1} sodium dodecyl sulfate solution. The solution was gently agitated for 4 hours and stored for one week at ambient temperature. After one week, the solution was filtered through glass filters in a closed unit (Whatman GF/F ; 0.7 μm ; 47 mm) and rinsed abundantly with ultrapure water. The filters were then stored in closed glass Petri dishes prior to analysis. A control experiment under these conditions was performed to ensure that the plastic was not altered. (PET, PVC, PS, PE, PP, PU expanded or foam, Nylon6, Nylon12 and PMMA) were grinded at 200 μm using a ZM 200 grinder (Retsch, Haen, Germany). The plastic powder (300 mg) was treated with sodium hydroxide under the same conditions.

SMP characterization by μ-FTIR

Micro-FTIR spectroscopy was performed using a Thermo Fisher Scientific Nicolet iN10 apparatus in reflection mode equipped with a liquid nitrogen-cooled MCT detector. The particle bigger than 30 $\times$ 30 μm visually detected by the operator under the microscope were analyzed. We cannot estimate how many particles could be missed by the operator, this is the most problem of working with an operator. All the work done those past two years by Primpke *et al.* (2017) are a huge improvement of the method. In the future we will work like this team. The spectra were recorded as the average of 16 scans in the spectral range of $650 - 4\,000$ cm^{-1} at a resolution of 8 cm^{-1}. The library was from the Thermo Scientific software (database : Hummel Polymer library, HR Polymer and additives, HR Polymer, additives and plasticizers). Each particle was identified and analyzed individually. The microscope aperture was adapted to each particle. If the particle was suspected to be plastic, several measurements at different spots were undertaken to prevent false signals due to either local impurities or the rough and irregular shapes of the particles, which could alter their spectra. The plastic particles were identified using a polymer spectral library if the match was greater than 80 % (by the software OMNIC PICTA with no normalization or derivation).

Microplastic geometrical description

We have identified two families of objects : lines and pieces. Lines were less numerous than pieces (14,6 % for the LMP and 6.6 % for the SMP). Here, we only consider pieces, and lines were excluded from the calculation.

We measured the length (L), width (ℓ) and mass (M) to the nearest 0.01 mg using a precise scale (Genius shatorius, Gottingen, Germany). In addition, for 415 microplastics (the sum of LMP and SMP) collected during a previous sea campaign in the North Atlantic subtropical gyre Ter Halle *et al.* (2016), we also measured the thickness (h) and the apparent surface area (S_a) using image analysis (ImageJ©). A complete description is given in the SI, Section **A.3**.2.

Rise velocity measurements

Rise velocity measurements of LMP samples collected were done in the laboratory. A cylindrical tank (diameter, 13 cm and height, 100 cm) was filled with 18 L of fresh (1.001 g cm^{-3}) or salt water (1.025 g cm^{-3}). A single particle was inserted at the bottom of the column using a double-valve system. The particle raised in the quiescent fluid (no residual flow observed). Passing times of the particle at three marks (50 cm, 70 cm and 80 cm away from the bottom) were recorded in order to calculate W_b. We verified that the particle had reached a steady velocity, and each measurement was repeated four times, leading to less than 5% of uncertainty on W_b.

3.3.4 Results and discussion

Microplastic characterization

LMP and SMP have been sampled at the sea surface of the North Atlantic subtropical gyre during the cruise Expedition 7^{th} Continent. LMP extraction and numbering are classical procedures and have been described previously (Brach *et al.*, 2018). For SMP characterization, an essential first step of purification is needed to eliminate organic matter (algae, plankton...) and inorganic particles (sand and silt) before detection. Very diverse purification approaches have been developed ; all methods consist of several steps using density separation together with degradation of the organic matter (Imhof *et al.*, 2012; Claessens *et al.*, 2011; Nuelle *et al.*, 2014). Organic matter is eliminated by strong acidic (Enders *et al.*, 2015; Imhof *et al.*, 2016) or alkaline (Foekema *et al.*, 2013) solutions, by oxidation agents (Tagg *et al.*, 2015) or by the use of enzymes (Cole *et al.*, 2014). We underline that the purification step needs to be as efficient as possible to facilitate spectroscopic detection without damaging the plastic particles by breaking them down or by altering the structure of the polymer, i.e., conditions should remain mild. For SMP isolation, a sodium hydroxide treatment was chosen. As a control, 10 different polymers were ground (500 μm) and tested with the sodium hydroxide treatment. Recoveries were higher than 95 % ($\pm$5 %). Under the microscope, the treated polymer did not appear to be altered (no yellowing), and the μ-FTIR spectra of the treated plastics were not modified. Procedural blank experiments have been conducted : no plastic particles or cloth fibers have been detected in these control experiments. After purification and filtration, the particles deposited on the filter are analyzed by micro-spectroscopy. Both FTIR and Raman provide vibrational fingerprint spectra with information about the shape and dimension of the particles. The techniques present a spatial resolution in the micrometric range and both methods have advantages and disadvantages for the detection of SMP. Their use in combination has been proposed by Kaeppler *et al.* (2016). The detection and characterization of SMP by μ-FTIR can be envisioned three ways. A first approach

consists of a visual presorting ; in this case, the attenuate total reflexion (ATR) crystal is focused on every single particle (Song *et al.*, 2015*a*; Imhof *et al.*, 2012; Enders *et al.*, 2015; Van Cauwenberghe *et al.*, 2013). The visual presorting and focusing is very time consuming. In a second approach, the automated image analysis of the filter is proposed. This consists of the detection and localization of the particles prior to characterization (Primpke *et al.*, 2017). The third option is a spectroscopic mapping of the whole surface of the filter (Vianello *et al.*, 2013; Loeder *et al.*, 2015). In this later case, the bands selected to detect the plastic have to be chosen among polymer-specific regions that are insensitive to variations in the particle shape or state of oxidation (Harrison *et al.*, 2012). To control the amount of data generated, the region for the IR scanning is also restricted to some specific polymer bands, and the number of scans per measurement, thus the resolution of the measurements, is lower. All these options affect the signal/noise ratio, and these adjustments are detrimental to the reliability of the measure. Primpke *et al.* (2017) developed software to analyze and interpret the very voluminous data generated by the mapping.
Here, we opted for the μ-FTIR characterization with a visual presorting and a systematic crystal focus on every single particle. The spectra were much better compared to the automated method. We decided to analyze the whole surface of the filter because it presented very important heterogeneity. In contrast, this option utilized an operator for a long time and thus was accompanied by an operator bias that was difficult to estimate. Lines with diameters a few hundreds of micron and a few millimeter big were present in the LMP samples. Line probably comes from the degradation of fishing lines or gears. Textile fibers present much smaller diameters, tens of microns, they belong to the SMP category. But because fibers do not deposit flat on the surface of the filter (a part of the fiber is out of focus of the IRbeam) they are hardly detectable and their infrared spectra does not allow a correct correspondence with the library (Peeken *et al.*, 2018). We presume that this method underestimated SMP abundance, and we acknowledge that this method needs further methodological improvement to make the analysis more reliable.

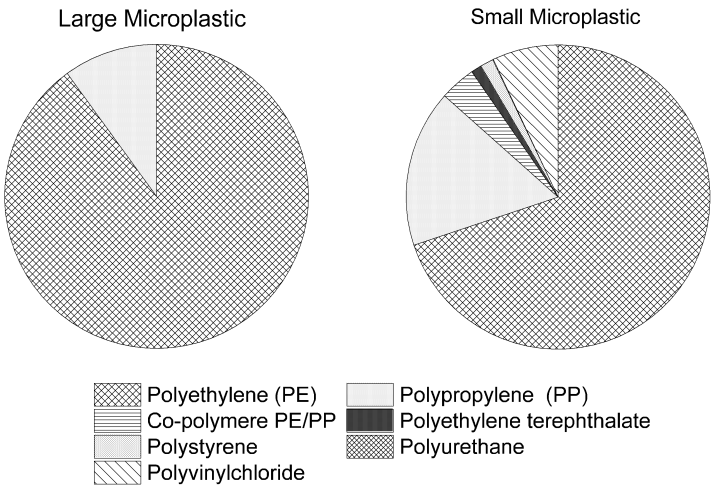


FIGURE 3.3 – Relative proportion of the polymer found among the large microplastic ($1-5$ mm) and small microplastic ($25-1000$ μm) collected during the sea campaign Expedition 7^{th} Continent.

LMP (960 particles isolated in total) were made of 90 % PE and 10 % PP ; this is in agreement with reported data from the open ocean (Ter Halle *et al.*, 2016). SMP (1 100 particles isolated in total) were made of a greater diversity of polymers, as has already reported (Enders *et al.*, 2015). SMP were made of PE (70 %), PP (17 %), PVC (7 %), PS (1 %), PET (1 %) and to a lesser extent polyurethane, poly aryl ether sulfone and phenoxy resins (Fig. 3.3). However, polyolefins were still predominant. SMP repartition among polymer types presented variation along the sampling locations (SI Table S7). For example, at station 12, 98 % of the SMP were made of PE, while at station 20, only 41 % were made of PE and 51 % of PP. A contribution of 13 % of PVC particles was identified at station 24. Finally, for all sampling points, PS and PET proportions never exceeded 5 %.

Modeling approach and validation

LMP concentrations at the sea surface are usually corrected using the modeling approach introduced by Kukulka *et al.* (2012).This model is based on the number of microplastics collected at the surface (N_{tow}), the rise velocity (W_b) and the surface forcing (wind and waves), which is based on the friction velocity of water (u_{*w}). This last parameter is calculated from the mean wind velocity at $z = 10$ m (U_{10}) assuming a log velocity profile (Smith, 1988) and using parametric expressions (Thorpe *et al.*, 2003; Smith, 1980). Without any assumption about the turbulent forcing (by comparing u_{*w} to W_b), we note f the correction factor that compares, at a given location, the estimate of the corrected concentration in count (N) to N_{tow} :

$$f = \frac{N}{N_{tow}} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{dW_b}{A_0}\right)}, \tag{3.1}$$

where d is the net's immersion depth, $A_0 = 1.5 u_{*w} \kappa H_s$ is an empirical parameterization for the near surface mixing (Thorpe *et al.*, 2003) with $\kappa = 0.4$ being the Karman constant and $H_s = 0.96\sigma^{3/2} u_{*a}^2$ being the significant wave height. The H_s model was proposed by Thorpe *et al.* (2003), where σ is the wave age and u_{*a} the friction velocity of air derived from U_{10} (Smith, 1980). The assumption of a fully developed sea is done (Kukulka *et al.*, 2012; Fan & Hwang, 2017) by taking a constant wave age, $\sigma = 35$. As a remark, the influence of the choice of wave model on f is weak compared to the influence of the plastic geometry (SI, Section **A.3**.3).

The steady-rise velocity for a plastic particle in a fluid at rest can be modeled by balancing the buoyancy force with the drag exerted on the particle,

$$\frac{1}{2}\rho C_D(Re) S W_b^2 = (\rho_p - \rho) V g, \tag{3.2}$$

where ρ_p and ρ are the densities of the particle and the fluid, respectively, g is the gravitational constant, C_D is the drag coefficient, Re is the Reynolds number defined by a characteristic length scale times a characteristic velocity (here W_b) of the particle divided by ν, which is the fluid kinematic viscosity, S is the area of the apparent section of the particle and V is its volume. Recently, Enders *et al.* (2015) envisioned this approach for a spherical geometry. Eq. (S11) is implicit for W_b, and the solution strongly depends on the density, ρ_p, and on the geometry of the particle through S, V, and more specifically, C_D. Although any shape can be studied with eq. (S11) by modifying the version of the sphere model (Clift *et al.*,

1978). We chose to express an upper and a lower bound for W_b by determining geometries that properly describe plastic particle shapes. The modeling approach to characterize dynamics of slender lines is much more complicated. Depending on the flexibility of the fiber its orientation will be modified in time, changing its rise velocity, while it is not the case for a rigid body (Li *et al.*, 2013). The rise velocity is also difficult to estimate from the calculation because intrinsic properties of each line are also needed (elastic modulus more specifically) and no proper model such as for the drag coefficient is known. At this time we prefer to exclude lines from our calculations. As a remark, fibers are also very difficult to detect by μ-FTIR (Peeken *et al.*, 2018).

Based on the full characterization (L,ℓ,h) of 451 microplastics (SI, Section **A.3**.2), we propose to encompass any particle's shape by two model geometries. We selected our first geometry as a sphere based on the equivalent radius $R_{eq} = \sqrt{L\ell/\pi}$ and our second geometry as an ellipsoid based on the equivalent half-axis $L_{eq} = \sqrt{L\ell/4}$ and the aspect ratio $\chi = L/h = 10$. The χ statistical distribution for the 415 microplastics showed that most of them (95 %) are consistent with the sphere and an ellipsoid models with aspect ratios between 1 (sphere) and 10 (SI, Figure S19). We emphasize here that using L_{eq} instead of L, the longest dimension of the plastic particle, to represent the distribution of concentration in count is a better parameter allowing for a continuous size distribution (SI, Section **A.3**.5). In the following discussion, we will use L_{eq} preferentially.

The density of plastic particles is another important parameter for particle dynamics. Most of the plastic particles collected in the open ocean (92%) present a density between 0.9 and 1.0 g cm^{-3} (Morét-Ferguson *et al.*, 2010). For a given density, the ellipsoid rises slower than the sphere with $R_{eq} = L_{eq}$. Thus, to encompass the dynamics of microplastics, we attributed to the ellipsoid density the upper limit (1.005 g cm^{-3}), and to the sphere density, the lower limit (0.900 g cm^{-3}). We note that M_e and M_s are the corresponding masses for the ellipsoid and sphere geometries. The drag coefficient models and corresponding resolution of eq. (S11) for these objects are presented in the SI, Section **A.3**.4.

As a first validation of the model, we compared the mass of the LMP to the calculated mass of the sphere and the ellipsoid. The majority of LMP mass (85 %) fell within the delimited boundaries (Fig. 3.4(a)). Since we could not weigh the SMP, we assumed that the two geometries described the SMP well, and we used the average mass, $M_m = (M_e + M_s)/2$, to provide a mass estimate for the direct observations. As a second validation, we compared the calculated rise velocity of the ellipsoid, W_b^e, and the sphere, W_b^s, to the rise velocity of 35 arbitrarily selected LMP. Their rise velocities were measured in laboratory conditions with a system that avoided the generation of any turbulence during the introduction of the particle into the water column (Figure 3.4(b)). The majority (97 %) had a rise velocity between W_b^e and W_b^s. Only one object was out of bounds, it turned out to have an aspect ratio larger than 10, which is consistent with a smaller rising velocity. We calculated W_b for a wide range of microplastic sizes. However, our calculations of W_b were in the same range as those measured previously (> 0.5 mm) (Kukulka *et al.*, 2012; Reisser *et al.*, 2015). It was not possible to measure the rise velocity of SMP because they were too small to be handled. Nonetheless, eq. (S11) is also valid in the micro-metric range. For SMP, the calculated values for W_b were between 3×10^{-3} and 10^{-4} m s^{-1}. They were one to two orders of magnitude below the mean

W_b for LMP. This finding well illustrates the importance of integrating the variations of W_b into the turbulence model.

(a) (b)

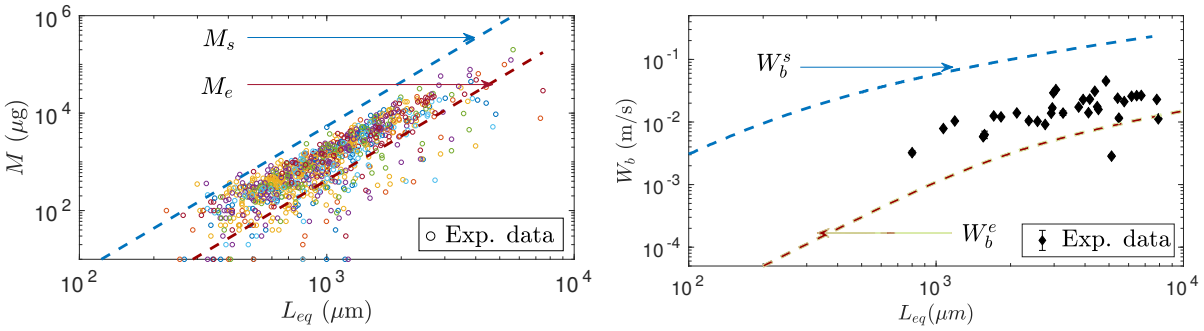


FIGURE 3.4 – (a) Mass of 900 LMP (symbols) as a function of their characteristic length scale, $L_{eq} = \sqrt{L\ell/4}$; the corresponding estimates for the sphere (M_s) and the ellipsoid (M_e) models are shown with blue and red dashed curves, respectively. Each symbol's color corresponds to a net tow. (b) Rise velocity measurements of 35 microplastics (symbols) compared to estimates for the sphere (W_b^s) and the ellipsoid (W_b^e) models shown in blue and red, respectively.

Using eq. (3.1), we define f_e and f_s as the correction factors associated with the ellipsoid and the sphere, respectively (Fig. 3.5(a-b)). As smaller particles present lower buoyancy at a given sea state, their correction factors are higher. For example, at Beaufort 1, 100 % of the plastic particles with $L_{eq} > 1$ mm are within the first 20 cm ($f_e = f_s = 1$), while when $L_{eq} = 100$ μm, only between 20 and 100 % are within the first 20 cm ($f_e = 5$ and $f_s = 1$). The corrections proposed by previous studies for LMP fell within the interval proposed here (data not shown) (Kukulka *et al.*, 2012; Reisser *et al.*, 2015). It must be noted that this difference between small and large microplastic distributions in the water column increases with the Beaufort. For instance, at Beaufort 5, between 5.5 and 65 % of plastic particles with $L_{eq} = 1$ mm are located within the surface layer, but only between 1 and 5 % of plastic particles with $L_{eq} = 100$ μm are (inset plots Fig. 3.5(a-b)). In these conditions, the corrections could lead to major error estimates, which is why we excluded stations at Beaufort 5 from the following discussion (Tables 3.1 and 3.2).
Our modeling approach allows us to relate count and weight concentrations evaluations. For each sample, an estimated mass can be provided, and for the sake of simplicity, we chose the average mass of the two geometries, M_m. For a given L_{eq}, the corrected concentrations in weight are obtained by multiplying M_m with the correction factors f_e and f_s (Table 3.2).

(a) (b)

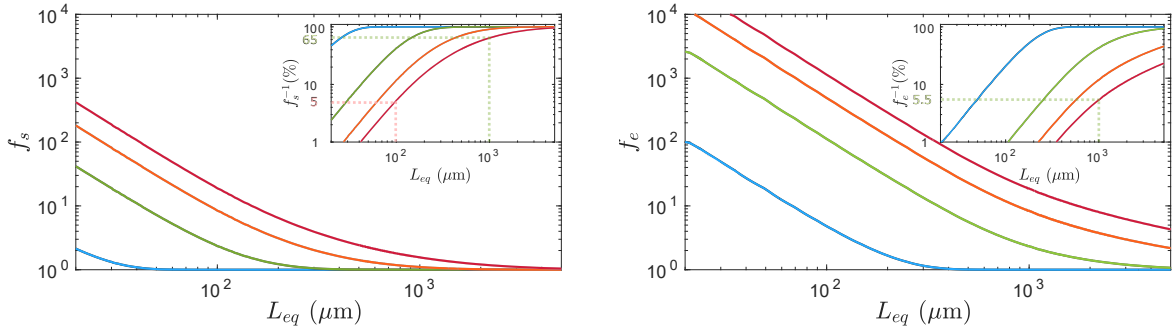


FIGURE 3.5 – Correction factors estimated for (a) the sphere model (f_s) and (b) the ellipsoid model (f_e) calculated for a net immersion depth of 20 cm. Each color corresponds to a Beaufort (blue : Beaufort 1-2, dark green : Beaufort 3, orange : Beaufort 4, and magenta : Beaufort 5). Inset plots correspond to the theoretical fraction of surface-captured plastic particles (f^{-1}) in percent at $[0 - 20]$ cm.

Measured count and weight concentrations

Averaged LMP and SMP concentrations in count without correction were 50 000 particles km^{-2} and 1 630 000 particles km^{-2}, respectively. LMP concentrations were between 13 000 and 174 000 particles km^{-2}, while SMP concentrations were between 630 000 and 6 000 000 particles km^{-2} (Table 3.1). The highest concentrations for both LMP and SMP were measured for station 24 at low wind speed (Beaufort 2). LMP concentrations in count were typical of the ones encountered in subtropical gyres (Law *et al.*, 2010, 2014; Cozar *et al.*, 2014; Eriksen *et al.*, 2014). Concerning SMP concentrations, there are no data for comparison. The global trend over these 8 sampling stations was that there were between 5 and 171 times more SMP than LMP. We could not identify a specific correlation in their respective distributions. The heterogeneities observed at equivalent sea states could eventually be rationalized by mesoscale ocean dynamics (Brach *et al.*, 2018).

Uncorrected concentrations in weight are given in Table 3.2. On average, they are 100 g km^{-2} for LMP and 7.6 g km^{-2} for SMP. For LMP, the values fell within reported data (Cozar *et al.*, 2014), and for SMP, there are no data for comparison. As observed with concentrations in count, the lowest concentrations in weight were measured at the highest wind speed conditions (from stations 6 through 12), and the highest ones were measured under the best sea state conditions (from stations 17 through 27). As a global trend, uncorrected SMP concentrations in weight were 10 to 100 times lower than those of LMP.

♯	Beaufort	1−5mm		25 − 1000μm	
		N_{tow}	$N^s_{cor.} - N^e_{cor.}$	N_{tow}	$N^s_{cor.} - N^e_{cor.}$
6	5	0.14		24	
8	5	0.18		12	
11	3	0.13	0.13 − 0.27	7.9	870 − 41 000
12	5	0.14		11	
17	3	0.38	0.40 − 1.13	6.3	730 − 34 000
20	3	0.98	0.98 − 3.20	5.0	600 − 24 000
24	2	1.74	1.74 − 1.88	60	750 − 36 000
27	3	0.34	0.34 − 0.66	3.8	110 − 45 000
Mean		0.50	0.72 − 1.43	16.3	610 − 36 000

TABLE 3.1 – Concentration in count ($\times 10^5$ particles km^{-2}) for LMP (1-5 mm) and SMP (25-1000 μm) at 8 sampling stations (detailed information available in the SI, Table S1), lines and fibers excluded. N_{tow} is the uncorrected concentration in count, and N^i_{corr} is the corrected concentration in count, where superscript i refers to the model used for correction (s for the sphere model and e for the ellipsoid model).

♯	Beaufort	1−5mm		25 − 1000μm	
		M_{tow}	$M^s_{cor.} - M^e_{cor.}$	M_{tow}	$M^s_{cor.} - M^e_{cor.}$
6	5	35.3		5.9	
8	5	57.4		3.2	
11	3	46.6	50 − 400	0.8	64 − 2 900
12	5	16.8		0.8	
17	3	214	220 − 1000	0.6	32 − 2 100
20	3	194	230 − 1400	0.4	5.2 − 110
24	2	180	180 − 340	44	410 − 14 000
27	3	63.9	64 − 600	5.0	58 − 2 000
Mean		100	150 − 750	7.6	110 − 4 200

TABLE 3.2 – Concentration in weight (g km^{-2}) for LMP (1-5 mm) and SMP (25-1000 μm) associated with Table 3.1. M_{tow} is the uncorrected concentration in weight, and M^i_{corr} is the corrected concentration in weight, where superscript i refers to the model used for correction (s for the sphere model and e for the ellipsoid model). The SMP uncorrected concentrations in weight are extrapolated from the models.

Corrected count and weight concentrations

Corrected LMP concentrations in count were between 13 000 and 188 000 particles km^{-2}, while for SMP, they were between 60 million and 4.5 billion particles km^{-2} (Table 3.1). For LMP, correction factors were between 1 and 3.3 and were much higher for SMP, between 12.5 and 11 800. Without correction, SMP were between 5 and 171 times more abundant than LMP. After correction, SMP were between 30 000 to 70 000 times more abundant than LMP. There does not seem to be any correlation between LMP and SMP concentrations in count after correction. Averaged corrected LMP concentrations in weight were between 150

and 750 g km^{-2} for the lower and upper corrections ; for SMP, they were between 110 and 4 200 g km^{-2}. Station 24 is notable ; at this location, the concentrations are remarkably high, and the corrected SMP concentrations in weight were estimated to be between 0.4 and 14 kg km^{-2}. As a remark, for both SMP and LMP, all concentrations in weight were about a few hundred grams up to a few kilos per square kilometer.

Implications

The present study demonstrates that SMP are very abundant and that their concentration in weight is of the same order of magnitude as that of LMP. The present model supplies correction with lower and upper bounds. It does not include the biofilm that could modify the density and the dimension of the particle, a future implementation of this model could be the introduction of the biofilm, but it needs a complete parametrization of the biofilm before. A global estimation of what small microplastic mass would represent needs further in situ data. The actual detection and quantification method by μ-FTIR needs automatization to reduce the cost and time of analysis and to produce more field data. The quantification of nanoplastic has not been developed yet and the contribution of nanoplastic to plastic mass balance is for the moment only speculative.

The intervals for SMP, supplied by the current model, are wide and upper bounds for LMP are much larger than previous models. This finding illustrates the uncertainty in the sampling strategy at the sea surface. Due to reduced buoyancy, SMP are more susceptible to vertical transport. Their abundance in the sub-surface was described at 3 m or 10 m depth (Enders *et al.*, 2015; Kanhai *et al.*, 2017). A better description of SMP distribution in the water column requires depth profile measurements even if there are some logistical aspect that should be fixed due to the important volume of water that should be filtered. Furthermore, the hypothesis of a balance between the buoyant upward flux and the turbulent downward flux could no longer be extrapolated for the smallest plastic particles. Indeed, down to a given size (still to be defined), they become passive tracers for the turbulence (Gigault *et al.*, 2018), and their vertical distribution in the water could be set by a different modeling approach (Michallet & Mory, 2004; Huppert *et al.*, 1995).

3.4 Conclusions

En conclusion, nous proposons un modèle de correction des mesures de surface basé sur un encadrement de la vitesse de remontée des micro-plastiques, en fonction de leurs propriétés (densité, taille et géométrie). Grâce à celui-ci, il a été trouvé que les concentrations corrigées des plus petits micro-plastiques (SMP) sont très élevées. Notamment, leur concentration en masse serait du même ordre de grandeur que les plus grands (LMP). Cette observation diffère des autres études pouvant proposer des concentrations massiques de SMP jusqu'à trois ordres de grandeurs en-dessous de celles des LMP. Ainsi, les concentrations corrigées trouvées grâce à ce modèle permettent d'insister sur certains points et soulèvent de nouvelles questions.

Tout d'abord, elles mettent en relief l'importance de tenir compte de toutes les propriétés des plastiques : densité, taille et forme, qui peuvent grandement influencer la correction de la

concentration. Si la taille est parfois prise en compte pour estimer W_b (Enders *et al.*, 2015), nous ne connaissons pas à ce jour d'études proposant de tenir aussi compte de la densité et de la forme.
Deuxièmement, même si des mesures de terrain doivent être faites pour le vérifier, il semblerait que la quantité de SMP soit largement sous-estimée par des mesures uniquement de surface. En effet, du fait de leur faible flottabilité, ces derniers sont très sensibles au transport vertical. Ce fort mélange des SMP implique que, pour certains états de mer (Beaufort 2 et plus), seuls quelques pour-cents des SMP présents dans la colonne d'eau sont collectés avec les protocoles d'échantillonnage actuels. Pour les LMP, la même remarque peut être faite mais à Beaufort plus important (Beaufort 5). Ces observations posent la question de la représentativité et de la fiabilité de telles mesures pour les estimations globales qui en découlent. Bien qu'aujourd'hui l'échantillonnage en profondeur soit couteux, il semblerait que pour les plus petits (SMP et plus petits encore) et/ou lors de gros temps, cela soit nécessaire pour les échantillonner de manière suffisamment représentative.
Troisièmement, les facteurs de correction appliqués à chaque micro-plastique sont déduits de l'équilibre des flux entre celui turbulent descendant et celui de flottabilité ascendant. Il est fait l'hypothèse que le flux turbulent est constant avec z et dépend de la vitesse du vent en surface. Cependant les SMP étant mélangés dans la colonne d'eau, ce modèle de flux turbulent très proche surface pour caractériser leur distribution verticale est-il encore valable ? Cet aspect est discuté plus en détail Chapitre 5.
Enfin, un outil en libre accès sur Internet a été développé pour appliquer ce modèle à des données de terrain : *PLASTICOUNT* (`https://sourceforge.net/projects/plasticount`). L'opérateur doit, dans un fichier *.txt*, renseigner la longueur, L et la largeur, ℓ, de chaque plastique puis dans l'interface dédiée (Fig. 3.6(a)) il doit préciser l'état de la mer (U_{10}), les dimensions du filet et la distance sur laquelle ce dernier a été tiré (*"tow length"* sur Fig. 3.6).

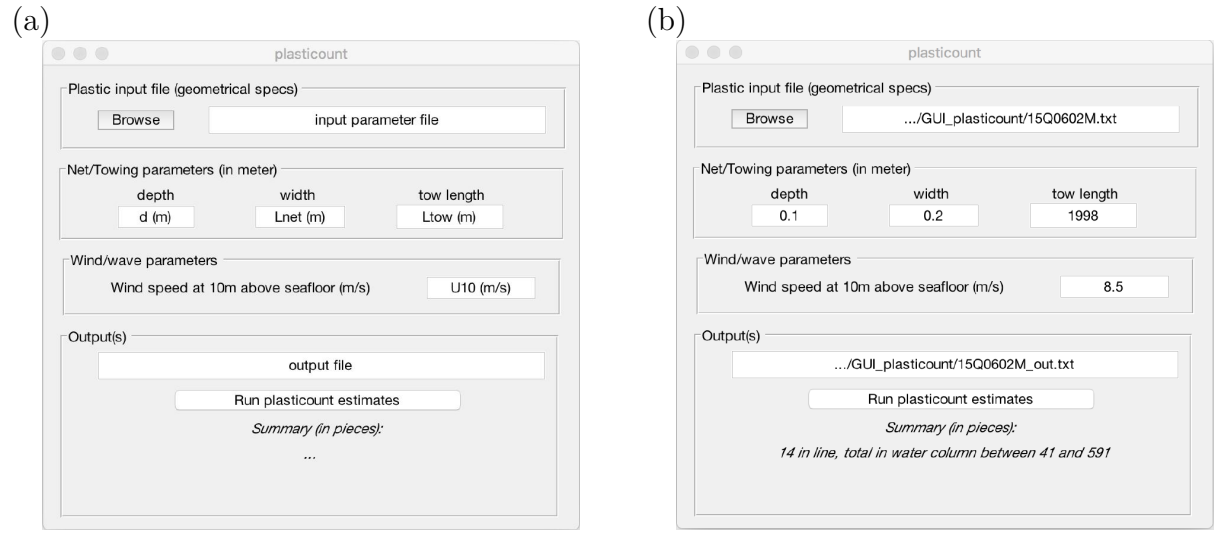


FIGURE 3.6 – (a) Interface de l'outil *PLASTICOUNT* lors du lancement (Interface Mac). (b) Interface de l'outil *PLASTICOUNT* pour un exemple après avoir appuyé sur *"run"*.

Une fois que l'opérateur a appuyé sur *"run"*, l'outil *PLASTICOUNT* retourne : 1) le nombre de morceaux de plastiques dans le trait de filet (*"14 in line"* dans l'exemple Fig. 3.6(b)) et 2) un encadrement du nombre total de plastiques dans la colonne d'eau (*"total in water column between 41 and 591"* dans l'exemple Fig. 3.6(b)). Les facteurs de correction associés à chaque plastiques et les concentrations en nombre de morceaux/km^2 sont fournis dans un fichier de sortie annexe contenant aussi un récapitulatif des caractéristiques du trait de filet. Un exemple de fichier de sortie est montré Fig. 3.7.

Wind speed U10: 8.500000 (m/s)
Ntow (in pieces): 14
Ns (in pieces): 41 (lower bound from sphere model)
Ne (in pieces): 591 (upper bound from ellipsoid model)

Net depth: 0.100000 (m), Net width: 0.200000 (m)
Tow length: 1998.000000 (m)
Ntow (in pieces/km^2): 35035
Ns (in pieces/km^2): 102603 (lower bound from sphere model)
Ne (in pieces/km^2): 1478979 (upper bound from ellipsoid model)

Detailed correction factors :
L (m) l (m) fs fe
0.004190 0.003680 1.815 17.512
0.003200 0.002100 2.249 22.767
0.002880 0.002500 2.205 25.493
0.003720 0.002370 2.085 19.637
...

FIGURE 3.7 – Exemple d'un fichier de sortie de l'outil *PLASTICOUNT*.

En l'état actuel, le modèle exclut les fibres. En effet, leur dynamique est plus complexe (Li *et al.*, 2013) et nécessite une analyse plus poussée qui n'a pas été faite durant la thèse. L'adaptation du modèle pour cette catégorie de plastiques est donc encore une question ouverte.
Cette version du modèle ne prend pas non plus en compte les modifications de forme, de taille et de densité éventuellement causées par la présence d'un bio-film à la surface du micro-plastique. Pour pouvoir les inclure, des informations supplémentaires sur par exemple le taux de recouvrement du bio-film, sa densité, son épaisseur ou l'évolution de ces paramètres en fonction du temps seraient nécessaires. Bien que des modèles aient été développés (Kooi *et al.*, 2017), aucune validation de terrain ou de laboratoire n'a pour l'instant été faite. C'est pour ces raisons que nous n'avons pas, à ce stade, pris en compte l'influence du bio-film.

Chapitre 4

Turbulence de grille en laboratoire

Sommaire

4.1 Caractérisation de la turbulence de grille et enjeux 104

4.2 Parametrization of spatially decaying turbulence and mixing processes in an oscillating grid system 105

4.2.1 abstract 105

4.2.2 Introduction 105

4.2.3 Experimental setup and methodology 107

4.2.4 Characterization of OGT in homogeneous fluid 111

4.2.5 Characterization of OGT in two layer fluid 118

4.2.6 Conclusions 127

4.1 Caractérisation de la turbulence de grille et enjeux

Dans le Chapitre 3, nous nous sommes concentrés sur la modélisation de W_b, caractérisant le flux de flottabilité. Néanmoins, pour décrire le transport des micro-plastiques dans la colonne d'eau, la turbulence doit aussi être caractérisée, car sans elle les plastiques resteraient tous en surface.
Comme mentionné au Chapitre 2, nous n'avons pas la prétention de reproduire, en laboratoire, la turbulence océanique dans son ensemble. Nous nous focalisons sur le mélange très proche surface induit par le vent et les vagues déferlantes, dont l'intensité turbulente décroît très rapidement avec la profondeur. En laboratoire, cette spécificité peut être reproduite grâce à un dispositif de grille oscillante (Section 2.1). L'écoulement généré est classiquement étudié dans une zone restreinte, ni trop loin ni trop proche de la grille, où la turbulence est homogène isotrope. Il est décrit grâce aux profils verticaux des vitesses fluctuantes, U_{rms} et W_{rms}, de l'énergie cinétique turbulente, k, et du taux de dissipation, ϵ (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976; Matsunaga *et al.*, 1999; Orlins & Gulliver, 2003; Michallet & Mory, 2004; Rastello *et al.*, 2020). Or, comme évoqué Chapitre 2, notre objectif est de décrire la turbulence sur l'intégralité de la colonne d'eau, et notamment sa décroissance avec la profondeur. Pour se faire, plusieurs dispositions ont été prises lors de l'acquisition et du traitement des données. Elles sont détaillées au Chapitre 2 (Section 2.5) et sont reprises de manière synthétique dans ce chapitre. Grâce à celles-ci les profils verticaux des grandeurs turbulentes, obtenus expérimentalement sur 45 cm, sont comparés avec la littérature.
Cependant, comme nous le verrons dans ce chapitre, les échelles de temps et d'espace dans une turbulence de grille oscillante sont très différentes de celles de l'océan (de plusieurs ordres de grandeurs). La comparaison entre notre expérience et la réalité n'est cependant pas impossible. Il faut pour cela décrire la turbulence de la manière la plus générique possible, c'est à dire en termes de viscosité turbulente, ν_t. Cette grandeur n'est pas celle introduite dans l'équilibre des flux qui est une *diffusivité* turbulente, notée A_0 dans les chapitres précédents. En effet, A_0 n'est pas directement mesurable à la différence de ν_t. La conversion d'une viscosité turbulente en diffusivité turbulente est présentée Chapitre 5. La description de la turbulence via ν_t est donc essentielle pour (1) généraliser notre approche à la turbulence induite par le vent et les vagues déferlantes et (2) exprimer la diffusivité turbulente et résoudre l'équilibre des flux.
A notre connaissance, il n'y a pas, à ce jour, de modèle de viscosité turbulente proposé dans la littérature pour une turbulence de grille oscillante, tenant compte des paramètres de forçage et de la maille de la grille. Ainsi après avoir caractérisé l'écoulement comme cela est classiquement fait via U_{rms}, W_{rms}, k et ϵ, nous généralisons sa description en utilisant la viscosité turbulente dont nous proposons un modèle tenant compte de la décroissance de la turbulence.
Dans l'optique de générer un écoulement plus réaliste, l'océan étant stratifié, la turbulence de grille oscillante est caractérisée en fluide homogène et en fluide bi-couche. Dans ce chapitre nous discutons les différences observées entre ces deux configurations et les conséquences de la stratification sur ν_t. En fluide bi-couche, un processus de mélange, spécifique au dispositif de grille oscillante, survient. Il se traduit par l'augmentation de la densité de la couche supérieure (fluide léger), où se trouve la grille, et le recul de l'interface par rapport à cette

dernière. L'étude du mélange ne concernant pas directement le transport de particules ni la pollution plastique, elle n'est pas abordée ici.
A noter que ce chapitre fera d'ici peu l'objet d'une valorisation. Nous reportons donc l'article en anglais en cours de rédaction, tronqué de la section sur le mélange qui est reportée à l'Annexe **A.4**.1.

4.2 Parametrization of spatially decaying turbulence and mixing processes in an oscillating grid system

4.2.1 abstract

Oscillating grid turbulence (OGT) is an equilibrium between the turbulent kinetic energy, k, and the dissipation rate, ϵ. One of its feature is that, in homogeneous fluid, the turbulence intensity decreases with the distance from the grid. That is why, OGT is usually described in terms of depth profiles of k and ϵ. However, to describe OGT in the most general way, the eddy viscosity, ν_t, has to be used. In addition, ν_t is essential to study the transport of a second phase (pollutants, particles...) based on the equilibrium between advection and diffusion processes. In this paper, we performed experiments in two different tanks with two grid sizes and we proposed a parametric model for ν_t taking into account the spatial decay of the turbulence. We found that ν_t is almost constant over a certain depth, H_s, before decreasing as a power law in $z^{-3/2}$. In a similar way, we describe OGT in two-layer fluid. We investigate the global properties of turbulence, with a specific focus on the region near the interface where differences with the case of an homogeneous fluid are observed. Surprisingly, ν_t (at the difference of the others turbulent quantities) no longer depends on z in such configuration. Finally, we investigate mixing processes in OGT. Thanks to large field measurement (about the width of the tank), we were able to identify large scale coherent structures as well as the turbulent flow. The entrainment law of the interface is is a function of the Richardson number only, if the latter is associated to the turbulent flow properties measured at the interface and not from the properties observed in a homogenous fluid.

4.2.2 Introduction

Oscillating grid turbulence (OGT) is a well-characterized type of turbulent flow, both for homogeneous and stratified fluids. For example, oscillating grid systems are used to simulate the turbulence induced by waves and wind which are the main source of mixing in the upper layer of the ocean (Fernando, 1989; Wunsch & Ferrari, 2004). It is also used to study sediment or pollutant transport in homogeneous fluid based on the equilibrium between advection and diffusion processes (Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004; Yan *et al.*, 2007; Bennett *et al.*, 2014). The main results first shown by Thompson & Turner (1975) and Hopfinger & Toly (1976) is that the Root Mean Square (RMS) velocities in the x and z directions, respectively U_{rms} and W_{rms}, decrease with the power law z^n in a homogeneous fluid (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976). For grid with square bars, Thompson & Turner (1975) found an exponent $n = -1.5$ starting from the mean

position of the grid, while Hopfinger & Toly (1976) found an exponent $n = -1$ starting from a virtual origin, z_v, defined as the position at which the integral length-scale, L_{int}, becomes zero. This virtual origin is generally below the mean position of the grid at $S/2+1\pm0.5$ cm, where S is the stroke (Hopfinger & Toly, 1976). As mentioned by de Silva & Fernando (1992), the exponent n is very sensitive to the origin of z taken and they advise to used the virtual origin. Consequently in the following, we will express all depth profiles from the distance of z_v. In our case, we note z the distance from z_v and z' the distance from the top position of the grid. In such convention, the RMS velocities depth profiles can be parametrized by

$$< U_{rms} >_x = C_1 M^{1/2} S^{3/2} f_g z^{-1} \quad \text{and} \quad < W_{rms} >_x = C_2 M^{1/2} S^{3/2} f_g z^{-1}\,, \tag{4.1}$$

where M is the grid mesh and C_1 and C_2 are constants varying between 0.20 and 0.25 and 0.19 and 0.27 respectively (Hopfinger & Toly, 1976; de Silva & Fernando, 1992; Ura *et al.*, 1987). These constants might depend on S and f_g, the grid frequency, however, no clear relation is established for now and most of authors assume C_1 and C_2 as constant (Hopfinger & Toly, 1976; Cheng & Law, 2001). Based on eq. (4.1) and assuming a local isotropy in the horizontal plane, the turbulent kinetic energy (TKE), $k = \overline{u'^2} + 0.5\overline{w'^2}$, can be parametrized by (Orlins & Gulliver, 2003) :

$$k = 0.5(2C_1 + C_2)^2 M S^3 f_g^2 z^{-2}\,. \tag{4.2}$$

Another parametric law for k proposed by Matsunaga *et al.* (1999) better describes the TKE over the entire water column,

$$k = k_0 \left[\frac{\epsilon_0}{1.82 k_0^{1.5}} z + 1 \right]^{-5}\,, \tag{4.3}$$

with k_0 and ϵ_0 the turbulent kinetic energy and the dissipation rate injected in the system by the grid respectively. Depending on the value of the grid Reynolds number $Re_g = f_g S^2/\nu_f$, where ν_f is the kinematic viscosity of the fluid, one can write

$$k_0 = 0.0081 M^{-1/4} S^{9/4} f_g^2 Re_g^{1/2} \quad \text{and} \quad \epsilon_0 = 0.082 M^{-1} S^3 f_g^3 Re_g \quad \text{for} \quad Re_g < 5500 \tag{4.4}$$

$$k_0 = 0.6 M^{-1/4} S^{9/4} f_g^2 \quad \text{and} \quad \epsilon_0 = 0.45 M^{-1} S^3 f_g^3 \quad \text{for} \quad Re_g > 5500 \tag{4.5}$$

In the following, we define $L_{\epsilon-k} = 1.82 k_0^{1.5}/\epsilon_0$ that is more convenient to compare with observations.
An empirical law is also proposed for the integral length scale

$$L_{int} = \beta z' \tag{4.6}$$

with β an experimental constant being approximately 0.1 (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976; Nokes, 1988; de Silva & Fernando, 1992; Verso *et al.*, 2017). Although it was shown that β might depends on S and might be higher near the grid, β is generally considered constant (Hopfinger & Linden, 1982; Cheng & Law, 2001). However, in OGT, there is neither a study nor a model proposed for the most general quantity of the turbulence which is the eddy viscosity, ν_t.

OGT was also used to understand processes in stratified fluids, with the first study of Rouse & Dodu (1955). Especially some authors studied the evolution of the entrainment velocity, U_e, in two layer fluids configurations (Crapper & Linden, 1974; Linden, 1979; Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976; Shrinivas & Hunt, 2014; Verso *et al.*, 2017). Indeed, even if the deep ocean is linearly stratified, the presence a sharp density can exist near the surface due to thermal effects essentially, impacting the vertical mixing of the upper ocean (Woods & Strass, 1986). Typically, the interface can be seen as a solid wall. Consequently, there is a transfer from vertical to horizontal scales with a flattening of turbulent eddies near the interface ; the flow is not isotropic any more and the transversal component, U_{rms}, is amplified (Hannoun *et al.*, 1988). Nevertheless, some mixing occurs with the position of the interface evolving slowly (compared to the grid frequency) with time. The entrainment rate, E, is defined as the ratio of the entrainment velocity, $U_e = \mathrm{d}h/\mathrm{d}t$, and a characteristic velocity of the turbulent flow at the interface, U_{rms}. Turner (1968) was one of the first to propose an evolution of the entrainment rate as a function of the Richardson number, Ri, and the Peclet number, Pe. His work focused on the link between the entrainment rate and the properties of the experiment and of the flow such as S, f_g, L_{int}, the density difference between the two fluid layers, $\Delta\rho$, and the interfacial position (or the depth of the mixing layer), h. This dependence was largely investigated since this work (Turner, 1968; Fernando & Long, 1983; Hopfinger & Toly, 1976; Hannoun & List, 1988; Nokes, 1988; Huppert *et al.*, 1995; Verso *et al.*, 2017) ; and in the case of a salinity density gradient where the dependence with the Pe can be neglected, the following relationship is proposed

$$E \propto Ri^{\gamma} \,. \tag{4.7}$$

As a remark, a value of $-3/2$ for γ is found considering an appropriate Richardson number for each study (Fernando & Long, 1983). Thus the exponent of this power law is still an open question, especially for small Ri. Indeed, if $Ri < 5$ a smaller value can be found for γ (Nokes, 1988). The entrainment law is based upon the theoretical assumption that mixing occurs by local interfacial instabilities and intermittent mixing processes induced by interfacial waves breaking initiated by turbulent eddies, as described by Hannoun & List (1988). It can explain the feeling of Kantha *et al.* (1977) about a entrainment induced by interfacial standing waves which intermittently break instead of local distortion of the interface due to turbulent eddies at low Ri (near to zero).
In this paper, we use Particle Image Velocimetry measurements (PIV) to propose a revised parametric description of relevant turbulent quantities for OGT in a homogeneous and a two-layer stratified fluid, with the ultimate goal to parametrize the eddy viscosity which has not been considered in previous work. We also investigate the mixing of the two-layer stratified case using experimental observations (PIV and density measurements). In Section II, we present the experimental setup and methods used in this study. Then, in a Section III we discuss classical models used to describe OGT in homogeneous fluid and we proposed a simple eddy viscosity model. In Section IV, we discuss in what extent OGT is modified in a two-layer fluid. Finally, we discuss in Section V the mixing induced at the interface, before concluding.

4.2.3 Experimental setup and methodology

4.2.3.1 Experimental setup

The study was performed in two experimental setups. The biggest one, with a glass tank of $1\times1\times1$ m^3, is shown in Fig. 4.1. The smallest one has a tank with a height of 1.2 m and a cross section of 0.4×0.4 m^2. In the following, setup 1 will refer to the biggest tank and setup 2 to the smallest one.
In both cases, the glass tank is filled with salt water and the turbulence is generated by an oscillating grid at 1.7 cm below the water surface. The grid is made of square bars such as its width is $M/5$ with M the grid mesh. The solidity of the grid in setup 1 is 34 % and the solidity of the grid in setup 2 is 36 %. These values, below 40 %, ensure the ability to minimize secondary flows (Hopfinger & Toly, 1976; de Silva & Fernando, 1992; McKenna & McGillis, 2004). As mentioned before, the grid system oscillates vertically at the frequency f_g with a stroke S. Based on these two parameters, a Reynolds number is defined to characterized the stirring, $Re_g = f_g S^2/\nu_f$, with ν_f the fluid kinematic viscosity. Experimental parameters are reported in Table 4.2.

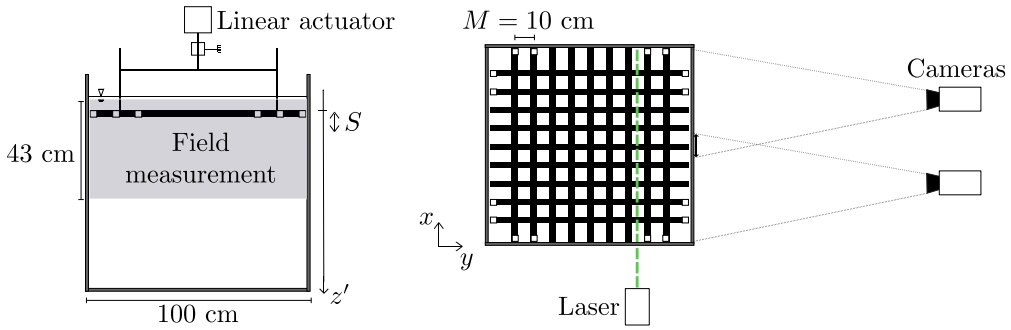


FIGURE 4.1 – Sketch of experimental setup.

In homogeneous fluid, the water density is $\rho_f = 1042,0$ kg/m^3. In two-layer fluid, the upper layer is saline water with a density ρ_1 and the bottom one is also saline water with a density ρ_2 such as $\rho_2 > \rho_1$. Before initiating the stirring, the interface is at $h = 20$ cm below the water surface and the density difference between the two fluid layers is $\Delta\rho_{0i} = \rho_2(t = 0) - \rho_1(t = 0)$ kg/m^3, with $i = \{1, 2\}$. The values of $\Delta\rho_{0i}$ are reported Table 4.1. In order to avoid distortion of the laser sheet and scatter of the light, an index matching technique is carried out in the two layer fluid configuration. It consists in adding ethanol in the proper proportions in the lightest fluid to have the desired density ρ_1 with the same refractive index as the bottom layer. Here, since we have small density differences (but strong gradients), we add between 2 and 3 % in mass ethanol.

Re_g	2 400	1 730	800	590
$\Delta\rho_{01}$ (kg/m^3)	2.8	2.2	3.2	3
$\Delta\rho_{02}$ (kg/m^3)	–	1.1	1.8	1.2

TABLE 4.1 – Initial density difference, $\Delta\rho_{0i}$, for each stirring (Re_g).

	S (cm)	f_g (Hz)	Re_g
Grid 1 ($M = 10$ cm, $L = 100$ cm)	4	1.5	2 400
	3.4	1.5	1 730
	2	2	800
	1.4	3	590
Grid 2 ($M = 5$ cm, $L = 40$ cm)	8	2	12 550
	6	2	7 190
	4	5	7 980
		3	4 790
		2	3 190
		0.75	1 200
	2	7	2 790
		5	1 200
		2	800

TABLE 4.2 – Experimental parameters (L is the width of the tank, M is the grid mesh, f_g is the oscillating frequency, S is the stroke and Re_g is the Reynolds number based on the stirring) for each grid.

4.2.3.2 Conductivity measurements

In the two-layer fluid, due to the turbulent forcing of interface, mixing occurs in the upper layer with an increase of ρ_1 with time and a modification of the position and shape of the interface. To measure it, density profiles are recorded using a conductivity and temperature probe (MSCTI probe from PME©) in addition to PIV measurements describe after. The conductivity probe is mounted on a motor-controled translating shaft, hence moves vertically from the water surface to 55 cm below it with a fixed speed of 5 mm/s to avoid disturbing the flow. The probe records samples at 500 Hz which leads to a spatial resolution of 10 μ m ; however smoothing of the data in time (over 50 samples) is still made to reduce the level of noise, leading to an apparent resolution of 0.5 mm. The calibration in density is made before each experimental run, using 6 water samples with different densities encompassing the water density in the tank, while the calibration in temperature is valid for several days. For each experiment, 7 density profiles are recorded : 3 in a 'short' interval of time (t_1 before the beginning of the stirring, $t_2 = 17$ min $t_3 = 30$ min) and 4 at a larger period of time ($t_4 = 1$ h, $t_5 = 2$ h, $t_6 = 3$ h and $t_7 = 4$ h). An example of a density profile obtained is shown Fig. 4.2.(a). The position of the interface, h, as a function of time can be obtained from different definitions. One can use the position of the maximum value of the Brunt-Väisälä frequency, $N = -g\partial\rho/\partial z/ < \rho >_z$, with g the gravitational acceleration and $< \rho >_z$ the vertical average of the water density. Alternatively, the definitions can be based on the depth of the mean density $(\rho_1 + \rho_2)/2$ or on the mean depth of the density jump $(z_1 + z_2)/2$, with z_1 such as $\rho(z_1) = 1.15\rho_1$ and z_2 such as $\rho(z_2) = 0.85\rho_2$. These values can differ since the density profile is not symmetrical, the largest differences in h between all these definitions is about 5% at the initial time step and decreases after 15 min of stirring until less than 2 % (not shown here). In the following, we define h as the altitude where the Brunt-Väisälä frequency is maximum.

4.2.3.3 PIV measurements

The PIV field of view (almost 45 cm over the full width of the tank in both setup), shown Fig. 4.1 by the shaded area, is illuminated by a laser sheet (CFR 200 laser source, $\lambda = 532$ nm, 200mJ max.). In setup 1, it is fixed and located at $x/L = 1/4$ from the border of the tank. In setup 2, the laser sheet is translated by a translating stage to allow measurements at $x/L = 1/4$ and $x/L = 1/2$. In both setup, the laser sheet thickness is 1 mm.
In order to visualized all the tank width without lose resolution, in setup 1, images are recorded by two sCMOS cameras mounted side-by-side, with a resolution of 2160×2560 pixels. They are located at 6.5 m from the front face of the tank. The field of view of each camera is 43×52 cm^2 with an overlap of one mesh size (Fig. 4.1) between the two cameras. The spatial resolution for each camera being 210 μm/pixel, spherical particles of polystyrene ($\rho_p \sim 1060$ kg/m^3) with a diameter of 228 μm are used to characterized the flow. We verified that the particles are between 1.5 and 4 times smaller than the Kolmogorov scale. Thus they are tracers of the flow even if they were much larger than classical PIV particles (Cheng & Law, 2001; Al-Homoud & Hondzo, 2007; Rastello *et al.*, 2017). To reduce their settling velocity, salt water was used even in homogeneous fluid. In setup 2, images are recorded by only one sCMOS camera located at 3.5 m from the front face of the tank. The field of view of the camera is 45×40 cm^2. The spatial resolution in this case is 179 μm. Spherical particles encapsulated by rhodamine with a diameter of 50 μm are used as tracers (their diameter was between 7 and 30 times smaller than the Kolmogorov scale).
In order to solve the oscillatory grid dynamics, especially just under the grid, the acquisition is done in sequential mode ($Re_g < 3000$) or in double burst mode($Re_g > 3000$) depending on the stirring. Far away from the grid, the time step is increased artificially during the post-processing in order to decrease the relative error on the displacement calculation, and thus on the velocity field. Typical values for the time step are chosen to achieve a mean displacement of 8 pixels at 30 cm below the water surface. The reconstruction of a snapshot of the horizontal velocity field, u is shown Fig. 4.2(b). It corresponds to grid parameters with $Re_g = 800$, in the two-layer fluid configuration, 30 min after the beginning of the experiment. The interface is located at 26 cm from the water surface as shown in Fig. 4.2(a). Fluctuating velocities in the x direction are defined such as $u' = u - \overline{U} - u_g$, with $\overline{U}$ the temporal mean velocity and u_g the velocity associated to the grid frequency (resp. $w' = w - \overline{w} - w_g$ in the z direction). We choose to remove u_g to exclude the coherent mechanical stirring of the grid from the definition of the turbulent fluctuations. In our case, this flow represents between 5 and 10% of the turbulent kinetic energy (when defined as $u' = u - \overline{u}$), until a depth of 1.5 M below the grid.

As it is shown on the temporal spectra of w (Fig. 4.3(a)) and on the velocity filtered at the frequency of the grid (Fig. 4.3(b-c)), the grid signature is strong until $z' \approx 2M$. It is in agreement with previous observations which found a grid signature until $z' \sim 2M$ below the grid (Fernando & Long, 1983). As a remark, the harmonics of the grid are also present but only really near the grid ($z' < M$). Thus we do not consider them, their contribution being really localized 4.3(a)). We also estimate that the side borders of the tank influence the flow until $x \sim 1.5M$ from the wall, also in agreement with previous studies (McCorquodale & Munro, 2018).

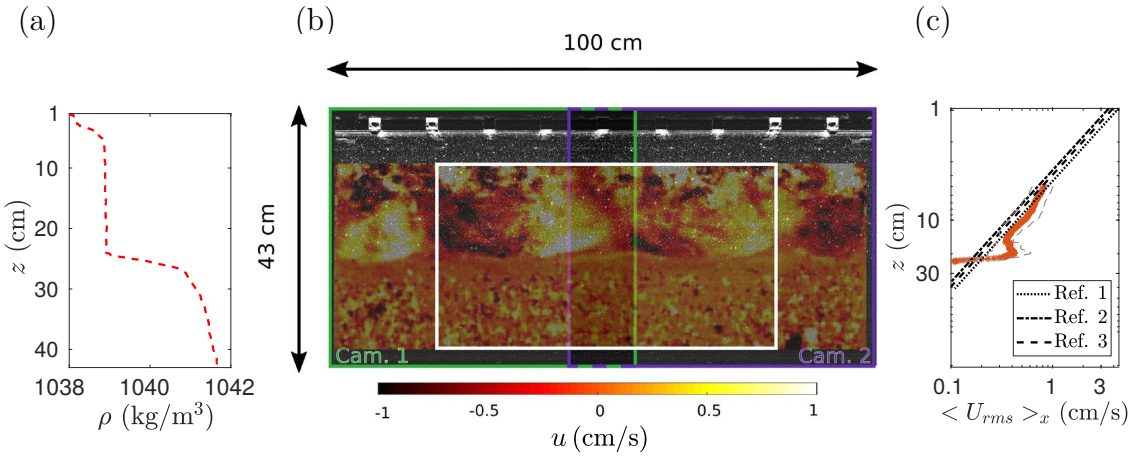


FIGURE 4.2 – (a) Density profile from a conductivity probe. (b) Snapshot of the horizontal velocity field reconstructed after calculation. The green rectangle is the view field of the camera 1 and the violet one is the view field of the camera 2. The white rectangle is the area used to average turbulent quantities over the x direction. (c) Depth profile of the horizontal RMS velocity in the upper layer. Symbols are experimental data and dark lines are classical laws used in homogeneous flow. Ref 1, Ref 2 and Ref 3 correspond respectively to Ura *et al.* (1987), Hopfinger & Toly (1976) and de Silva & Fernando (1992).

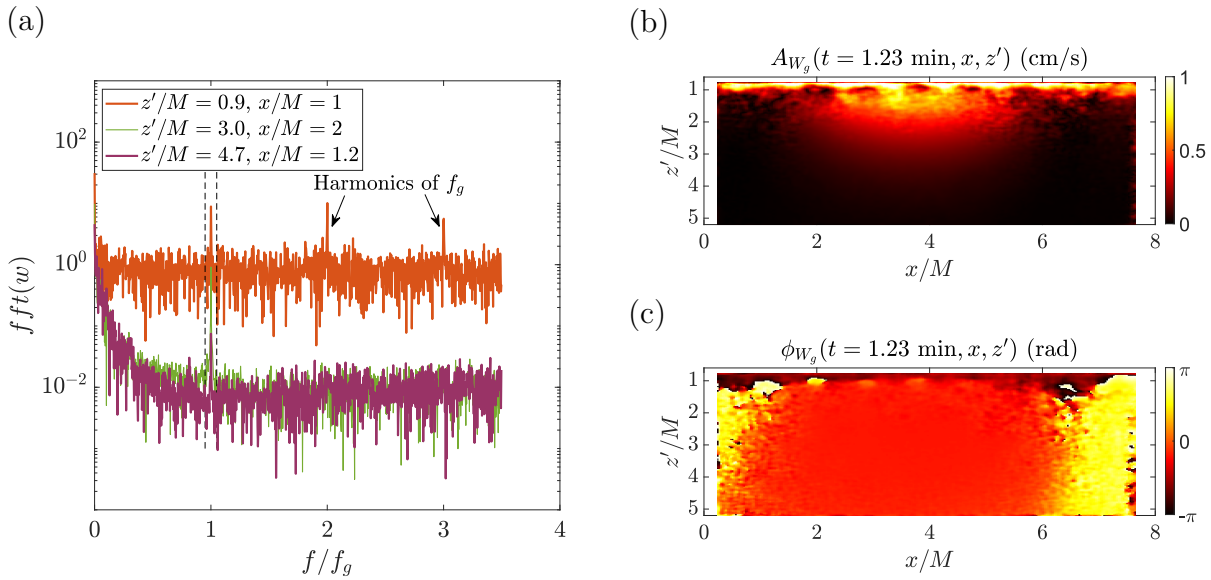


FIGURE 4.3 – (a) Temporal spectra of the vertical velocity component, w. (b) Amplitude and (c) phase of the velocity field filtered at the frequency of the grid. In this example $Re_g = 3190$.

Therefore, we calculate depth profiles of turbulent quantities by averaging over the x direction excluding 2 M on each side (white rectangle on Fig. 4.2(b)). In the following $< . >_x$ indicates the average on the x direction. An example of the depth profile of the horizontal RMS velocity, $U_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}$ is shown Fig. 4.2(c). Before this horizontal average, the velocity fields from the

two cameras in setup 1 are merged by averaging the velocity in the overlapping area of one mesh size as mentioned before. For each stirring, 300 grid periods are recorded to ensure the statistical convergence of the data for both the mean field and the fluctuating one (not shown here).
The velocity fields are calculated using Lavision software from Davis©. The final step of computations correspond to interrogation windows of 16 × 16 pixels with an overlap of 50 %. The spatial resolution obtained is 0.17×0.17 cm^2 in setup 1 and 0.14×0.14 cm^2 in setup 2.

4.2.4 Characterization of OGT in homogeneous fluid

In this section, we discuss OGT in a homogeneous fluid, and especially we describe our approach to determine the eddy viscosity, ν_t, taking into account the turbulence decay. Results are discussed in details for the specific case with $Re_g = 800$ but the same trends are observed for all the cases. The evolution of parameters with the forcing are based on all observations. In Annexe **A.4**.3, a case at high Reynolds number ($Re_g = 7980$) in two laser planes is presented.

4.2.4.1 Mean flow

In OGT, due to the finite size of the tank, mean flows can develop (McKenna & McGillis, 2004). We verify that the flow is essentially controlled by the turbulence by comparing the TKE with the kinetic energy based on the mean flow, K. They are defined for our experimental data respectively as $k = U_{rms}^2 + 0.5W_{rms}^2$ and $K = \overline{u}^2 + 0.5\overline{u}^2$. On the one hand, we verify that $< k/K >_x$ is larger than 1 (Fig. 4.4(a)) ; one the other hand, we also verify that turbulence is homogeneous in the $x-$direction (Fig. 4.4(b)). All the cases presented in the following fulfill these conditions.

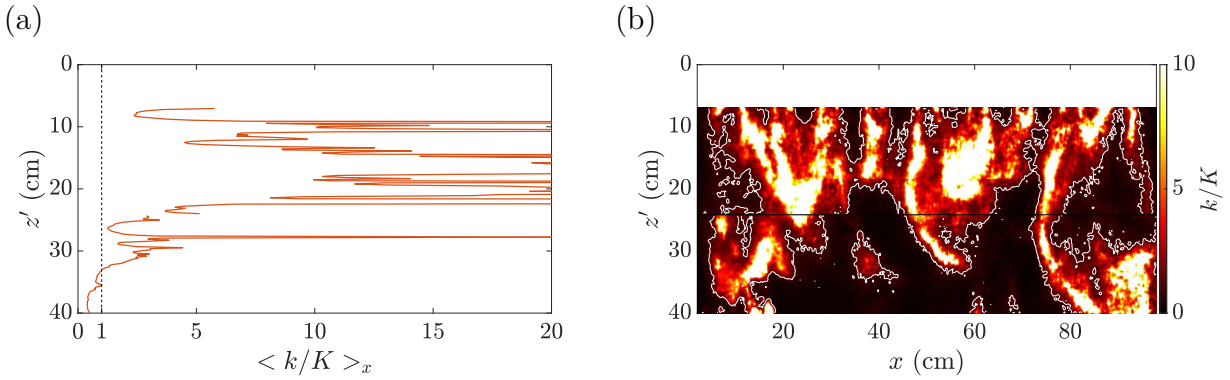


FIGURE 4.4 – Example at $Re_g = 800$ of : (a) Depth profile of the turbulent kinetic energy, k, over the kinetic energy based on the mean flow, K. (b) Map of k/K to ensure that the turbulence is homogeneous. The white contour line represents $k = K$.

For some stirrings, especially in setup 2, it can be obtained by limiting the depths for data analysis with a cut-off is applied at the altitude for which $< k/K >_x = 1$.

4.2.4.2 Turbulent properties

We first investigate the RMS velocities, as shown in Fig. 4.5. The vertical profiles are in reasonably good agreement with the first model presented in eq. (4.1), although a better agreement is obtained with the law proposed by de Silva & Fernando (1992) , with $C_1 = 0.25$ and $C_2 = 0.27$ for respectively U_{rms} and W_{rms}. Indeed, their law is closer to the analytical solution compared to the others as it was shown by Matsunaga *et al.* (1999) (Matsunaga *et al.*, 1999). If one wants to compare the profiles to eq. (4.3), where k is proportional to $(z/L_{\epsilon-k}+1)^{-5}$, consequently we must consider U_{rms} and W_{rms} to be proportional to $(z/L_{\epsilon-k}+1)^{-5/2}$. This power law, never tested before on the velocity profiles, is in really good agreement with our experimental data, both just under the grid and far from it where the turbulence decays. As a remark the isotropy is discussed further (see Section 4.2.5.2) but it is in good agreement with the literature with $U_{rms}/W_{rms} \approx 0.8$ (Hopfinger & Toly, 1976). For the turbulent kinetic energy, observations show a similar agreement with the literature (Fig. 4.6). At intermediate depths, where the turbulence intensity is large enough and no to close to the grid, k is in agreement with the power law z^{-2}. However, as observed for the RMS velocities, a power law $(z/L_{\epsilon-k}+1)^{-5}$ better describes the profile for k over the entire water column.

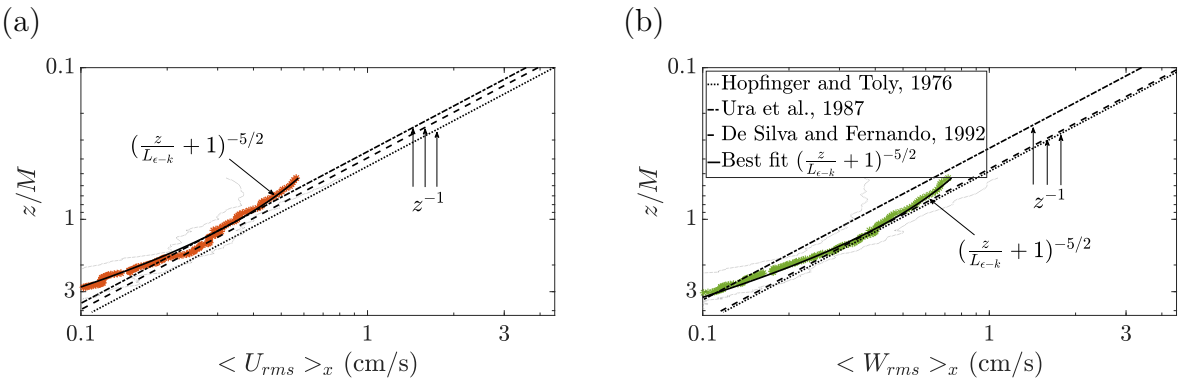


FIGURE 4.5 – Depth profiles of (a) the transversal RMS velocity, (b) the longitudinal RMS velocity. Symbols represent experimental data, with thin lines indicating the uncertainty in the values based on rms variations in U_{rms}/W_{rms}. Black lines represent the models in eq. (4.1) with indications on the values for the constants C_1 and C_2 associated to references, the solid black lines are best fit for a profile like $(z/L_{\epsilon-k}+1)^{-5/2}$ based on experimental data.

The fitting parameter k_0 obtained experimentally is in reasonable agreement (about 6 % in average) with the model in eq. (4.4) (inserted plot Fig. 4.6). As a remark, the estimation of k_0 from fitting the TKE or from fitting the RMS velocities (in this case $k_0 = U_0^2 + 0.5W_0^2$) leads to similar values, with a difference of about 10 %.

We now discuss the evolution of the integral length-scale L_{int}. We calculate it from the autocorrelation function of u' in the x direction (Pope, 2000; Adrian & Westerweel, 2011), to obtain its evolution with depth as shown Fig. 4.7(a). L_{int} is close to the width of the grid bar, in agreement with previous works on this topic (Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976; de Silva & Fernando, 1992; Al-Homoud & Hondzo, 2007; Bennett *et al.*, 2013,

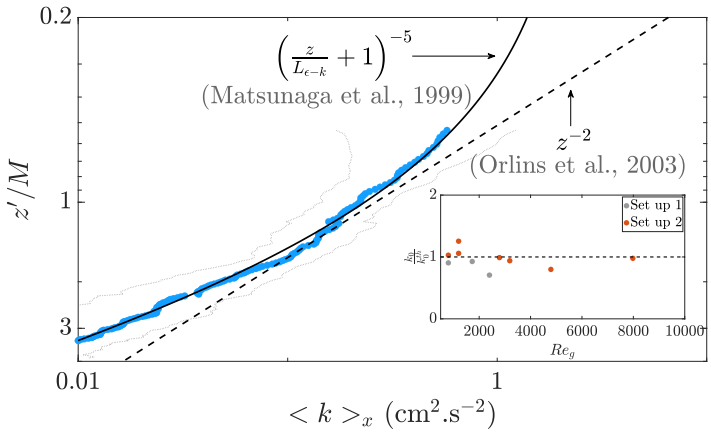


FIGURE 4.6 – Depth profiles of the turbulent kinetic energy, k. Symbols represent experimental data, with thin gray lines indicating the uncertainty in the values based on rms variations in k. Black lines represent models in eq. (4.2) and (4.3). Inset plot : comparison of the values for k_0 obtained experimentally with its theoretical expression in eq. (4.4).

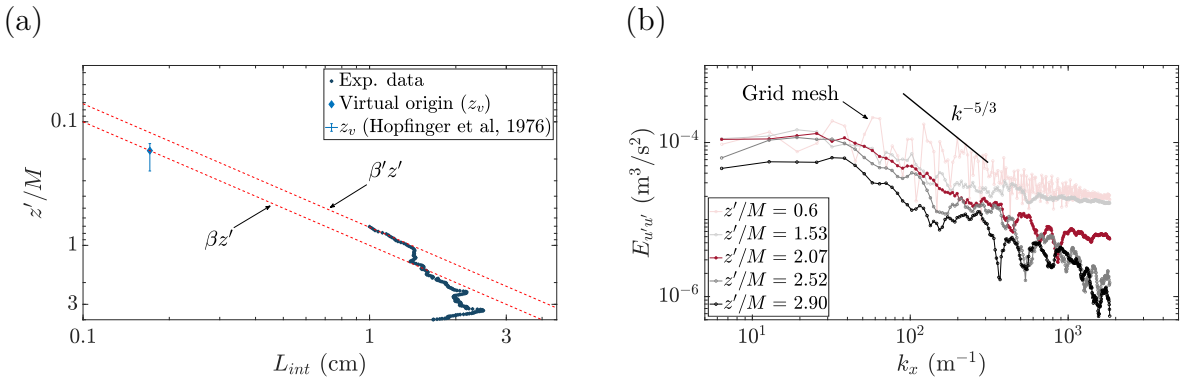


FIGURE 4.7 – (a) Depth profile of the integral length-scale, L_{int}. The blue diamond is the virtual origin from the experimental data. The error-bar is the virtual origin from Hopfinger & Toly (1976). Red dash lines are eq. (4.6) for two proportionality constants. (b) One dimensional energy spectra of u' for 5 vertical locations.

2014). The empirical law in eq. (4.6) is verified and allows us to estimate the proportionality constant β. We find two values for it, one near the grid and one in the region classically studied in OGT where the turbulence is considered homogeneous. These values are equal to 0.14 and 0.1 respectively, in agreement with previous studies mentioned before. No trend of β with Re_g was observed (not shown here). L_{int} obtained from the vertical fluctuating velocity has been calculated and shows the same tendency with z' (not shown here). Because w' is still higher than u' the integral length-scale from w' was higher than the one from u', especially near to the grid which is in agreement with the literature (Cheng & Law, 2001; Bennett *et al.*, 2013). Finally, the virtual origin, z_v, is estimated by extrapolating $L_{int}(z)$ up to the depth where it equals zero (at the limit of the spatial resolution for PIV). We found z_v in agreement with the expresssion $z_v = S/2 + 1 \pm 0.5$ cm proposed by Hopfinger & Toly

(1976) (errobar in Fig. 4.7(a)).
When comparing the results for L_{int} with the energy wavenumber spectrum in Fig. 4.7(b), defined as the Fourier transform of the spatial correlation of the velocity fluctuations (Adrian & Westerweel, 2011), this confirms that the quantification of the largest scales of the turbulence from a correlation analysis is a rigorous approach. Indeed, we indicate the lengthscale associated with the mesh size which corresponds to a peak in the spectrum near the grid ($z/M = 0.6$), thus the largest eddies of the turbulence are strongly influenced by the grid characteristics (mesh and bar size) (Bennett *et al.*, 2013). One can observe the inertial range characterized by the power law $k_x^{-5/3}$ (Pope, 2000), but only observed over one decade due to two specific reasons, the low values for Re_g implying a low turbulence intensity, and our spatial resolution (≈ 1.5 mm) which is insufficient to solve the Kolmogorov scale (< 1 mm) (Fig. 4.7(b)).
We now investigate the dissipation rate, ϵ, and first discuss the best way to estimate it over the entire water column. As presented in Fig. 4.8, we consider five alternative methods. A first

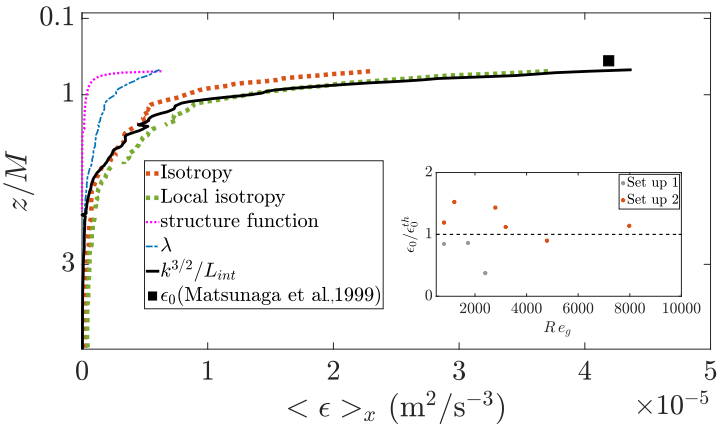


FIGURE 4.8 – Vertical profiles of the dissipation rate calculated from five definitions with different assumptions. Inset plot : comparison of ϵ_0 obtained experimentally with its theoretical expression in eq. (4.4) (Matsunaga *et al.*, 1999).

method to calculate the dissipation rate is to use its definition from the velocity gradients in the three directions (x, y, z). However, using PIV 2D-2C, only two velocity components are accessible. A classical way to overcome this, it is to assume global isotropy (*Isotropy* in Fig. 4.8) or at least local isotropy (*Local isotropy* in Fig. 4.8) (Doron *et al.*, 2001; Al-Homoud & Hondzo, 2007; De Jong *et al.*, 2009; Xu & Chen, 2013). Nevertheless, at depths between 0 and 2 M below the grid, there is a strong signature of the grid geometry, thus the flow is not isotropic (Hopfinger & Toly, 1976; Cheng & Law, 2001; Orlins & Gulliver, 2003; McCorquodale & Munro, 2018). Furthermore, our spatial resolution is insufficient to solve the Kolmogorov scale (Fig. 4.7(b)). Therefore, we consider the calculation of ϵ based on these assumptions on velocity gradients to be under-estimated near the grid (red and green dotted lines in Fig. 4.8). The dissipation rate can also be obtained from the energy spectrum. However this technique, based on the estimation of the slope of the energy spectrum in the inertial range, requires data covering at least two decades (Xu & Chen, 2013; Matsunaga *et al.*, 1999). In our case, the inertial range is only observed over one decade due to low Re_g,

being low turbulence intensity (Fig. 4.7(b)), and we cannot consider the method. Another approach estimates ϵ from the longitudinal structure function (*structure function* in Fig. 4.8) based on the first and second Kolmogorov similarity hypothesis (Xu & Chen, 2013; Pope, 2000). However, even if using this technique there is no assumption about velocity gradients, this approach assumes isotropy. In our case, especially under the grid, the dissipation is under-estimated (pink dotted line in Fig. 4.8). Finally, ϵ can be calculated from characteristic length-scales, the integral length-scale (Hopfinger & Toly, 1976; Pope, 2000; Verso *et al.*, 2017) and the Taylor scale, λ (Adrian & Westerweel, 2011), as shown in black solid line and blue dash-dotted line in Fig. 4.8 respectively. As a remark, the calculation based on the Taylor scale is also based on the assumption of global isotropy.
As a conclusion, we consider ϵ based on the definition with L_{int} as the best approach here. Its value at $z' = S + d_b$ is in reasonable agreement with the value ϵ_0 provided by Matsunaga *et al.* (1999) (black square in Fig. 4.8). Comparison of all the values of ϵ_0 obtained experimentally ($\epsilon_0 = 1.82 k_0^{1.5}/L_{\epsilon-k}$) with the model in eq. (4.4) are shown in the inserted plot in Fig. 4.8. An higher discrepancy than for k_0 is observed with a difference of approximately 18 % with the theoretical expression in eq. (4.4). It is probably because of the addition of the uncertainty of both k_0 and $L_{\epsilon-k}$.

4.2.4.3 Turbulent eddy diffusivity

For a complete characterization of the turbulence, we compute the eddy viscosity, ν_t, using the $k-\epsilon$ model with the definition of $\epsilon = k^{3/2}/L_{int}$. In this context, we can write

$$\nu_t = 0.09\sqrt{k} L_{int}. \tag{4.8}$$

The vertical profile of ν_t is presented in Fig. 4.9(a) and compared to three models defined

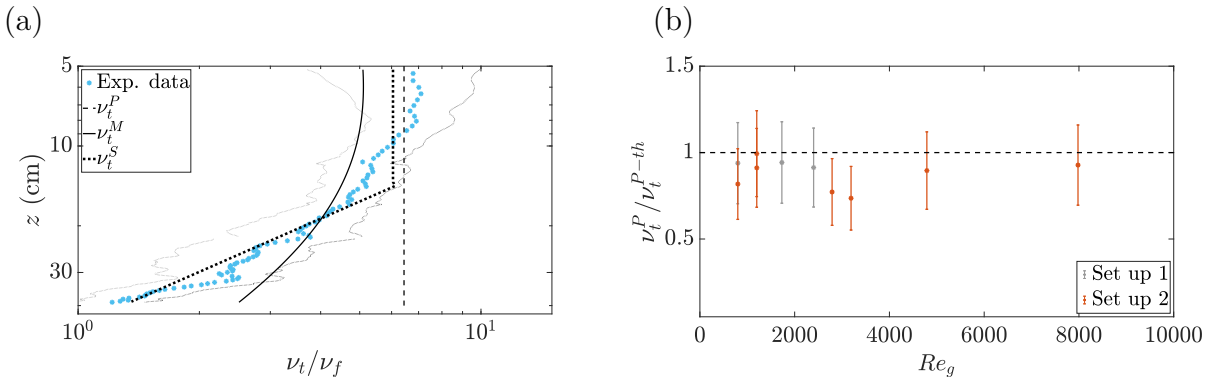


FIGURE 4.9 – (a) Depth profile of the eddy viscosity, ν_t, normalized by the fluid kinematic viscosity ν_f. Symbols are experimental data with thin blue lines indicating the uncertainty in the values. Black lines are the parametric laws from equations (4.9) to (4.11). (b) Comparison of ν_t^P as mean value of experimental ν_t over H_s and the theoretical expression eq. (4.8), ν_t^{P-th}.

below. The first two models are obtained by substituting eq. (4.2) and (4.6) into eq. (4.8) for

ν_t^P, and by substituting eq. (4.3) and (4.6) into eq. (4.8) for ν_t^M, leading to

$$\nu_t^P = 0.09\beta(C_1^2 + 0.5C_2^2)\sqrt{M}S^{3/2}f_g\,, \tag{4.9}$$

$$\nu_t^M = 0.09k_0^{1/2}\beta z\left(\frac{z}{L_{\epsilon-k}} + 1\right)^{-5/2}\,. \tag{4.10}$$

Both models give the opportunity to predict the eddy viscosity profile, if we use the value for β measured near the grid (Fig. 4.7(a)). We verified that for all stirrings, ν_t^P is a good approximation for the eddy viscosity near the grid, over a certain depth H_s (Fig. 4.9(b)). However, it does not catch the turbulence decay unlike ν_t^M which qualitatively catches it. Nevertheless, ν_t^M under-estimates the eddy viscosity near the grid and over-estimates it far from the grid. This is partly explained by the variability in β. As a better fit for the experimental observations, we propose a simplified model ν_t^S, which combines features from both ν_t^P and ν_t^M,

$$\nu_t^S = \begin{cases} \nu_t^P & \text{if } z < H_s, \\ \alpha z^{-3/2} & \text{if } z > H_s. \end{cases} \tag{4.11}$$

where α and H_s are adjusted for each experiment. Here we have simplified the power-law in z for depth larger than H_s since for all cases, we verified that $H_s/L_{\epsilon-k}$ is always much greater than 1 (between 50 and 200 typically). This pragmatic model is shown Fig. 4.9(a) with the dotted curve. It seems to better describe the behaviour of ν_t and especially its decay.

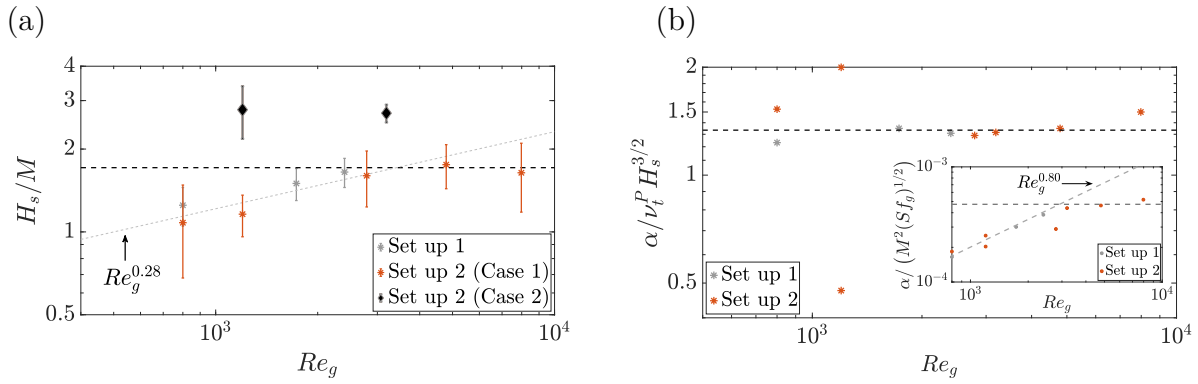


FIGURE 4.10 – (a) Evolution of H_s, the depth over which the eddy viscosity is almost constant, as a function of the grid Reynolds number, Re_g. Here H_s is express as the distance under the grid. (b) Evolution of α, the proportionality constant of ν_t^S when $z > H_s$, as a function of the Reynolds number.

One of the major knowledge gap in the description of ν_t^S is the value for H_s. Even if a more complete dataset is needed, a grid Reynolds number dependence appears at low Reynolds number in Fig. 4.10(a). At higher Reynolds number ($Re_g > 2000$), H_s no longer depends on Re_g and reaches a constant value of $1.7M$ (Fig. 4.10(a)). It must be noted here that we introduce two experiments, labeled Set-up 2 (case 2), for which the mean flows properties are not very small compared to the turbulence intensity, with $< k/K >_x \approx 1.5$. Thus the criteria to conserve the case is respected (see before). Contrary to the experiments $< k/K >_x \gg 1$ labeled Set-up 2 (case 1), the estimations of H_s from the data seem to be influenced by the

mean flows, and thus have to be considered with caution. To our knowledge, there is no data in the literature, measuring the eddy viscosity in grid turbulence, to compare with this approach, that we summarize as

$$H_s = \begin{cases} 0.18\ Re_g^{0.28}\ M & \text{if } Re_g < 2000, \\ 1.7\ M & \text{if } Re_g > 2000. \end{cases} \tag{4.12}$$

By evaluating eq. (4.11) at $z = H_s$, we can deduce the expression for α which verifies

$$\alpha = \nu_t^P H_s^{3/2}. \tag{4.13}$$

From experimental data, we found $\alpha = 1.32\nu_t^P H_s^{3/2}$ (Fig. 4.10(b)), which is consistent with the theory (eq. (4.13)). The difference of 30 % with the expected value is probably due to the uncertainty of 30 % on ν_t^P (Fig. 4.9(b)). As a remark, a dependence with M, S, f_g and Re_g appears at low Reynolds number ($Re_g < 2\ 000$ in the inserted plot Fig. 4.10(b)). Once again, it is a good agreement with the dependence expected. Indeed, from eq. (4.9) and from eq. (4.12) we deduce that $\nu_t^P \propto (MSf_g\, Re_g)^{1/2}$ and $H_s \propto MRe_g^{0.28}$. Consequently from eq. (4.13), α should be proportional to $M^2(Sf_g)^{1/2}Re_g^{0.9}$. Experimentally, we found $\alpha \propto M^2(Sf_g)^{1/2}Re_g^{0.8}$ (inserted plot Fig. 4.10(b)). At higher Reynolds number, α should be proportional to $Re_g^{1/2}$. However, the estimation of the slope to verify this dependence requires more data at Re_g larger than 10^4. Indeed from our experiment, α is almost constant for $2\ 500 < Re_g < 7\ 980$ (inserted plot Fig. 4.10(b)).

4.2.5 Characterization of OGT in two layer fluid

We now investigate OGT in the case of a two-layer fluid, and especially we compare it with its counterpart in homogeneous fluid. The major difference is the presence of the interface which acts as a barrier at a certain depth for the turbulence. The depth of the interface slowly moves away from the grid with time as mixing occurs. For each case, the interfacial

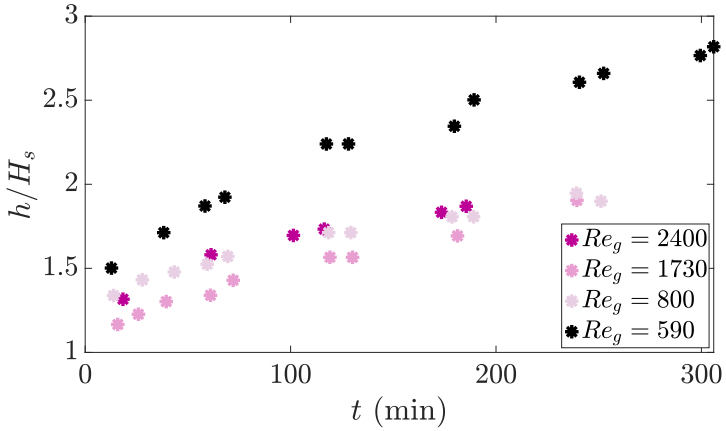


FIGURE 4.11 – Time evolution of the interfacial position, h, normalized by the depth H_s over which the eddy viscosity is almost constant.

position is initially further than the distance H_s from the grid as shown in Fig. 4.11. As a remark, for one case ($Re_g = 590$), the distance H_s is deduced from eq. (4.12) because in the homogeneous fluid a strong secondary flow was observed. For this case, we only discuss the two-layer fluid configuration without making any comparison with the homogeneous one. For the comparison of profiles at various times, we will use the vertical coordinate as well as a non-dimensional coordinate using the interfacial position h for the two-layer fluid, and H_s for the homogeneous one to rescale the z-axis. For each value of Re_g, the instants at which the turbulent properties are computed are labelled t_i, with $2 < i < 8$. Each PIV measurement is associated to 2 density profiles recorded by the conductivity and temperature probe. Only the two first instants are associated with one density profile because of experimental constraints (Fig. 4.11).

4.2.5.1 Mean and coherent flows

In the two-layer case, we ensure again that the turbulent intensity is higher than the mean flow in the upper layer (Fig. 4.12(a-b)). We remind that the interface acts as a barrier (no motion below the interface was observed), thus in the following we only discuss the flow for $0 < z < h$.

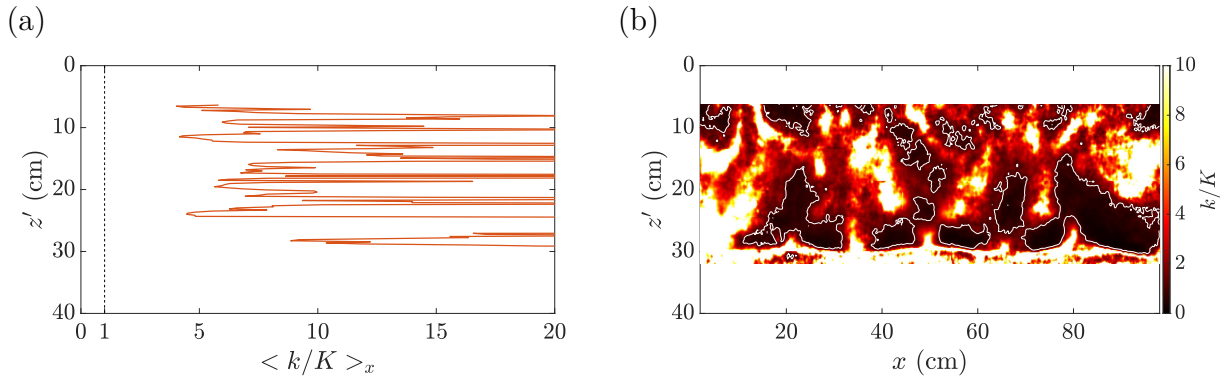


FIGURE 4.12 – Example at $Re_g = 800$ and at time t_6 of : (a) Depth profile of the turbulent kinetic energy, k, over the kinetic energy based on the mean flow, K. (b) Map of k/K to ensure that the turbulence is homogeneous. The white contour line represents $k = K$.

For all cases, the mean flow is stronger than in the homogeneous case (Fig. 4.13(a-b)). Near the interface, regular patterns are observed (Fig. 4.13(b)). These patterns persist over time (Fig. 4.13(b) and (c)) and they are systematically present for all stirrings. The only difference is the number of patterns which varies between 2 and 4 depending on f_g. But we do not explain this dependence.

We can notice that these patterns are the signature of the transfer from vertical scales to horizontal ones. Indeed, looking at the vertical mean velocity component, the mean flow seems to be organized in jet-like structures, as observed in Fig. 4.14(b) and (c). We also note that these structures are different from the ones in homogeneous fluid for which only the signature of the bars and near the side-walls are dominant (Fig. 4.14(a)).

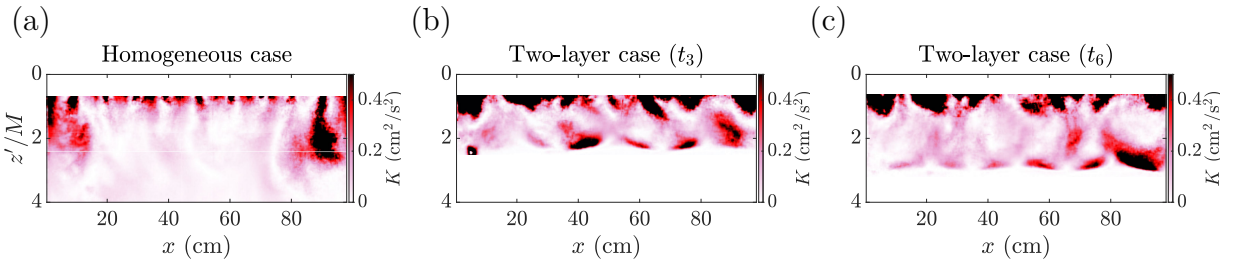


FIGURE 4.13 – Examples at $Re_g = 800$ of maps of the kinetic energy based on the mean flow, K, in (a) homogeneous fluid and (b-c) two-layer fluid at two different times.

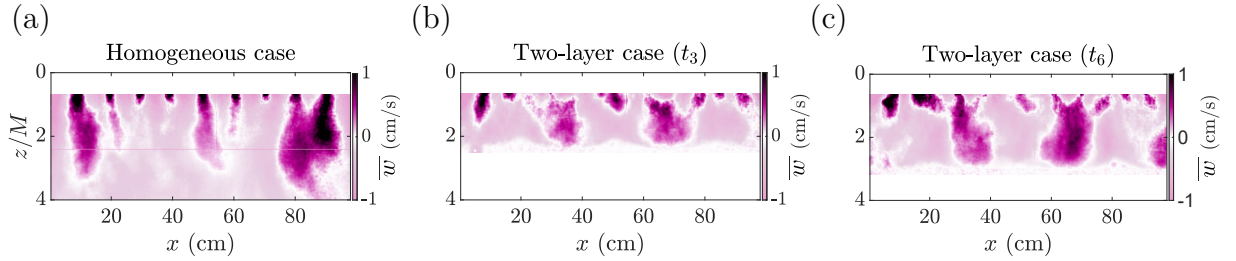


FIGURE 4.14 – Examples at $Re_g = 800$ of maps of the vertical mean velocity, $\overline{w}$, in (a) homogeneous fluid and (b-c) two-layer fluid at two different times.

4.2.5.2 Overall turbulent properties (far from the interfacial position)

First, we discuss the turbulent properties far from the interfacial position. We discuss what happens at the vicinity of the interface then in section 4.2.5.3.

We start the discussion with the loss of isotropy near the interfacial position (Fig. 4.15). This phenomena, well known in the literature, corresponds to the energy transfer from vertical to horizontal scales (Hopfinger & Toly, 1976; Linden, 1979; Hannoun *et al.*, 1988). From our experimental data, it seems that the loss of isotropy appears after a depth of $0.8\,h$. Thus, the interface can affect the flow over a significant depth above it. One can also notice in Fig. 4.15 that the maximum value for U_{rms}/W_{rms} is always reached at a depth, $z_{Max\ Iso}$, smaller than h (dash lines Fig. 4.15). We discuss more in details where it occurs in the next section, this can be related to the mixing processes that take place in the upper layer only (Rouse & Dodu, 1955; Hannoun *et al.*, 1988).

We now look at the turbulent kinetic energy profiles in Fig. 4.16. If we focus more on the upper part of the fluid (near the grid), there is not a big difference between homogeneous and two-layer cases for depths smaller than $0.6h$. The parameters from the homogenous models, such as eq. (4.4), can be estimated by fitting the profiles over $[0, 0.6h]$, and their evolution with time is shown in Fig. 4.17(a).

Except at large times when the TKE no longer decreases like in the homogeneous case and thus k_0 (through $L_{\epsilon-k}$) is affected (Fig. 4.16(a)), the values for the parameters are quite constant, with k_0/k_0^H of the order of 0.80 ± 0.22. When rescaling the profiles (see Fig. 4.16(b)), the two-layer TKE is comparable with the homogeneous one in the region $0 < z/h < 0.6$. On the contrary, in the region with $0.6 < z/h < 1$ where the transfer between vertical and

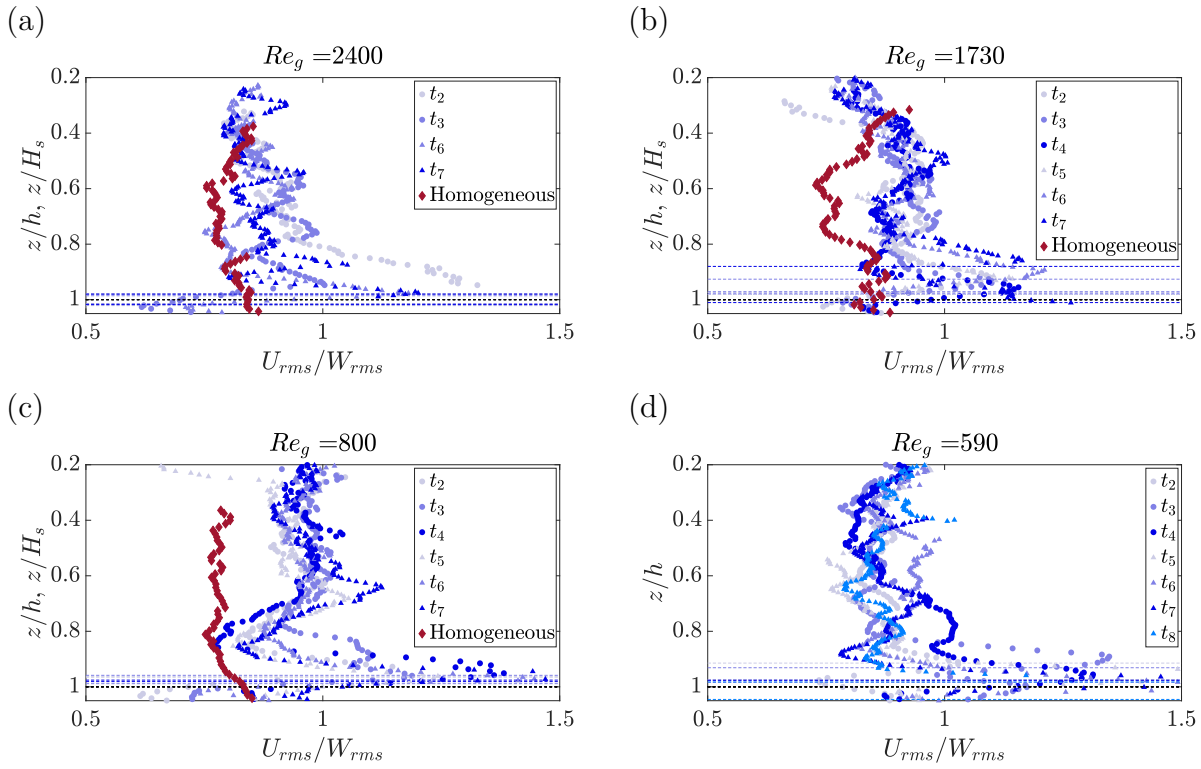


FIGURE 4.15 – Depth profiles of isotropy degree in stretched coordinates, using for the normalization the interfacial position, h.

horizontal scales occurs, the trends are different from the homogeneous case with a peak intensity near the interface. The peak intensity is consistent with the fact that the energy that would diffuse in the rest of the tank is now trapped. A classical way to discuss it is to use the vertical flux of TKE, $\overline{k'w'}$ Hannoun *et al.* (1988); McCorquodale & Munro (2017). However, from our experiments this quantity is too noisy to draw conclusions (not shown). As final remark about the TKE, there is also a strong temporal variability, with a loss about 20 % of TKE that can occur after 3 h in the region $0.6 < z/h < 1$ ($Re_g = 1730$, Fig. 4.16). Similarly, we can study the integral length-scale profiles, and discuss its shape with time and with two specific regions of interest. At first, a general comment is that L_{int} is no longer a piecewise continuous function at the earliest times, $t < t_4$ (Fig. 4.18(a)). However, if we consider stretched-coordinates this behavior is still observed (Fig. 4.18(b)). Secondly, even if L_{int} is still of the order of the grid bars, at a fixed depth the integral length scale is generally larger in the two-layer fluid than in the homogeneous case. The difference between the two near the grid is small, but below $z = 1.5M$, a clear difference appears with a strong peak for L_{int} before it tends to zero when it reaches the interface. We will see in the next section that the peak value of L_{int} plays a key role in the description of the turbulent quantities in two-layer fluid.

Finally, from the two quantities studied, k and L_{int}, one can combine them to compute the dissipation rate and the eddy viscosity. The evolution of ϵ_0/ϵ_0^H is shown in Fig. 4.17 (c). Like in homogeneous fluid, due to the addition of uncertainties of k_0 and $L_{\epsilon-k}$, an higher

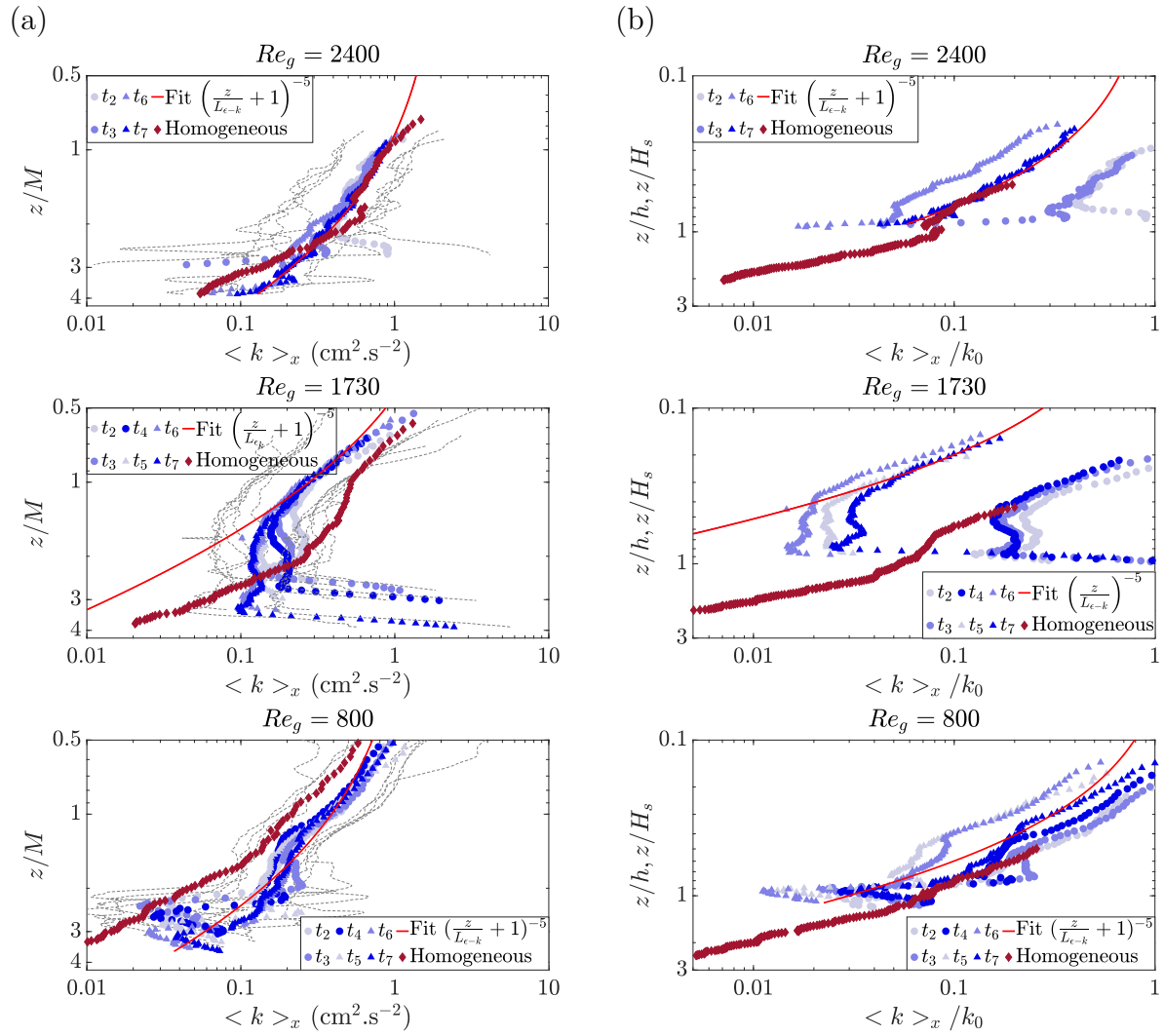


FIGURE 4.16 – Depth profiles of TKE with the z-axis starting from the virtual origin (left column), or the z-axis starting from the virtual origin is normalized by h for the two-layer fluid and by H_s for the homogeneous fluid (right column).

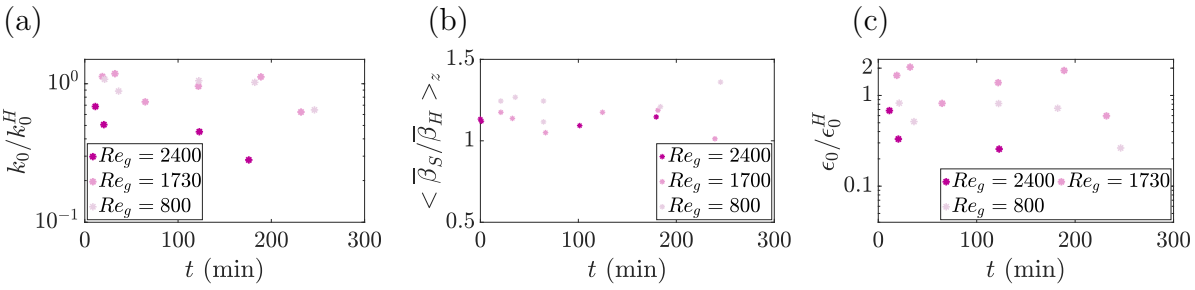


FIGURE 4.17 – Temporal evolution of (a) k_0 normalized by the k_0^H measured experimentally in homogeneous fluid, and (b) the proportionality constant β_S, for the integral length scale from eq. (4.6), normalized by the proportionality constant in homogeneous fluid β_H, (c) ϵ_0 normalized by the ϵ_0^H measured experimentally in homogeneous fluid.

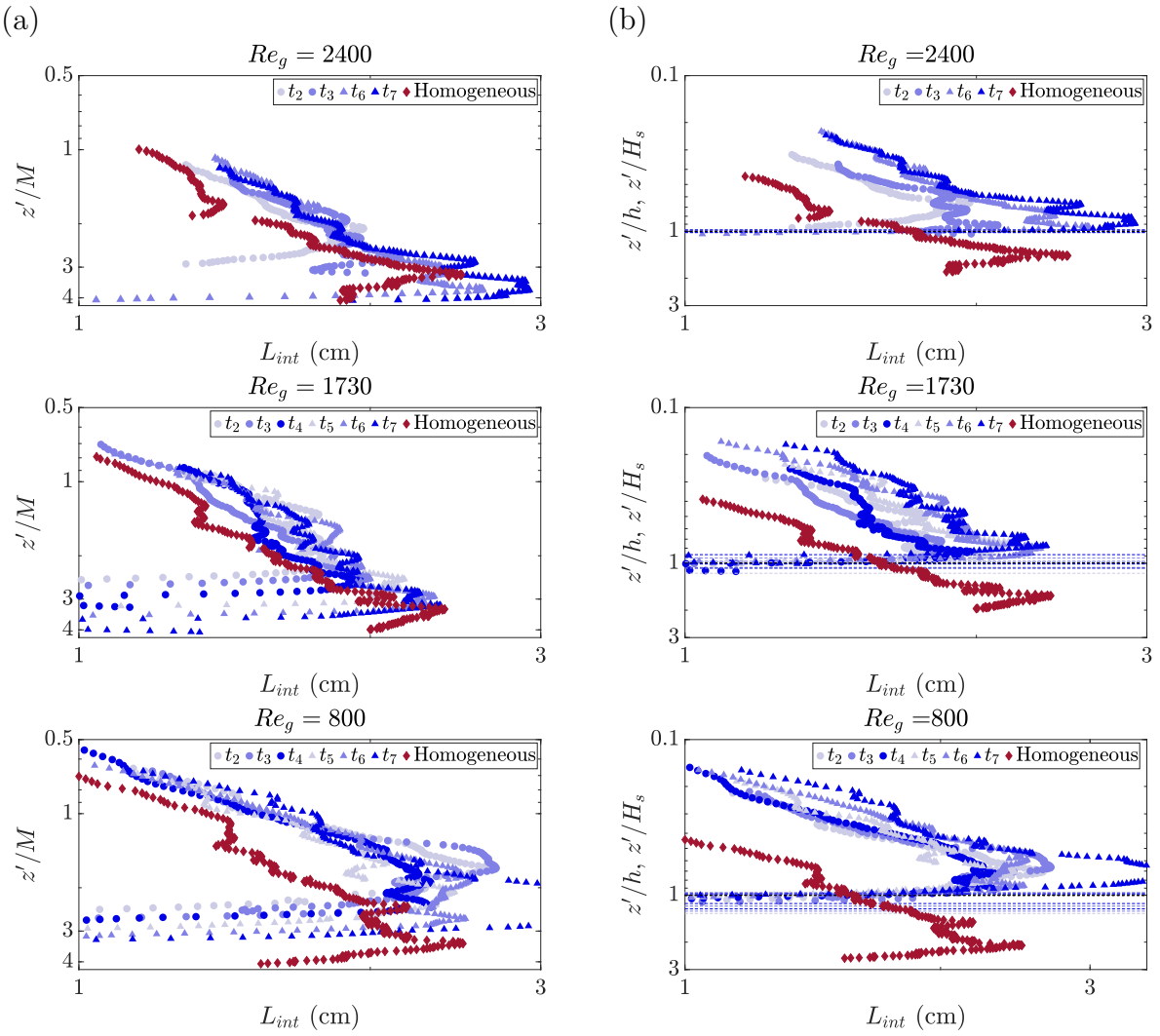


FIGURE 4.18 – Depth profiles of integral length-scale, L_{int} with the z-axis starting from the top position of the grid (left column), or the z-axis starting from the top position of the grid is normalized by h for the two-layer fluid and by H_s for the homogeneous fluid (right column).

discrepancy than for k_0 is observed. From our data ϵ_0/ϵ_0^H is quite constant and of the order of 0.9 ± 0.6.

From our data, it is difficult to conclude about quantitative difference between OGT in two-layer fluids and in homogeneous fluids in the upper part of the fluid, far enough from the interface. However, we observe a clear difference in the profiles near the interface. Nevertheless, in the two-layer fluid, ν_t turns out to be almost constant with z, before it sharply decreases to ν_f at the vicinity of the interface. This is quite surprising since in the homogeneous fluid ν_t is almost constant over a certain depth, H_s, before to decrease with the law in power $z^{-3/2}$. As already mentionned, our experiments are with $h > H_s$ (Fig. 4.11) at all time hence the decay should have been observed if existing. We can thus conclude that in the two-layer case, the turbulence decay over depth is cancelled or at least put off by the presence

of the interface until $h > 2H_s$, although this bound shall be investigated in a specific study. It could be explained by the simultaneous increase of TKE and L_{int} near the interfacial position due to the confinement of the energy in the upper layer. It is also interesting to note that the temporal variability observed regarding the eddy viscosity is weak (Fig. 4.19), suggesting that describing OGT using ν_t instead of TKE, as it is usually done, can be a simpler approach. For the highest stirrings ($Re_g = 2400$ and $Re_g = 1730$), the parametric law ν_t^P from homogeneous fluid seems a good approximation of ν_t (Fig. 4.19(a-b)). However, for the lowest ones ($Re_g = 800$ and $Re_g = 590$), it leads to under-estimations of about 35 % the eddy viscosity (Fig. 4.19(c-d)). It could be of interest to investigate in more details the reasons for this discrepancy in ν_t^P, more experiments on a larger range of Reynolds number have to be performed to confirm it.

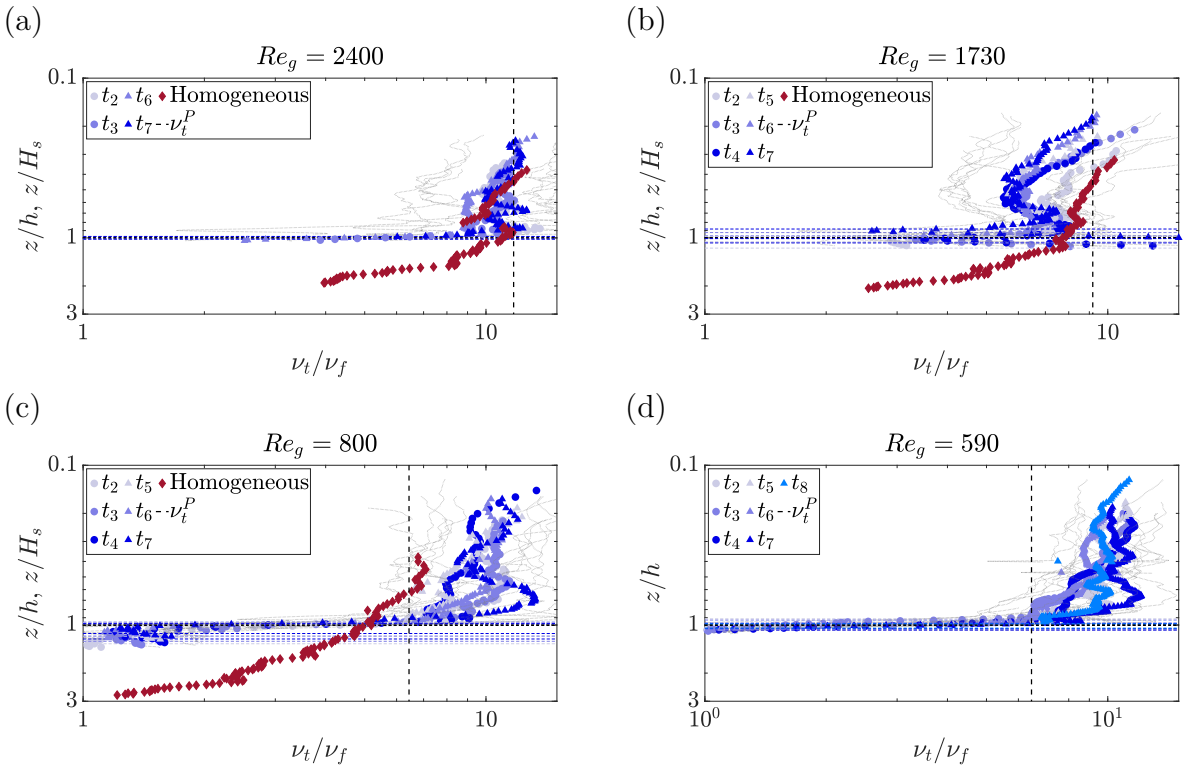


FIGURE 4.19 – Depth profiles of the eddy viscosity, ν_t, for several stirrings with the z-axis starting from the virtual origin is normalized h for the two-layer fluid and by H_s for the homogeneous fluid.

4.2.5.3 Turbulent properties near the interfacial position

We now look at turbulent quantities at the vicinity of the interface ($0.6 < z/h < 1$). We discuss how the loss of isotropy and the increase of both TKE and L_{int} occur linked to the flow scales.

We will use the peak value of the integral length-scale mentioned before, that we note L_{int}^{max}, as a reference lengthscale in the following. Comparing L_{int}^{max} with the integral length-scale at

the interfacial position in homogeneous fluid, L_{int}^{H}, we found from our experimental data that $L_{int}^{max} = 0.9\, L_{int}^{H}$ (Fig. 4.20). It is in agreement with results obtained near a solid boundary McCorquodale & Munro (2017). Moreover, as illustrated in Fig. 4.20(b) for $Re_g = 800$, the decrease of L_{int} occurs at $(z' - h) \simeq L_{int}^{max}$ to reach $0.6\, L_{int}^{max}$ at $(z' - h) = 0$, like in OGT near a solid boundary (McCorquodale & Munro, 2017). As a remark, we also compared the peak of the integral length-scale with the interface thickness, δh, but no clearcorrelation was observed (see section **A.4**.1).

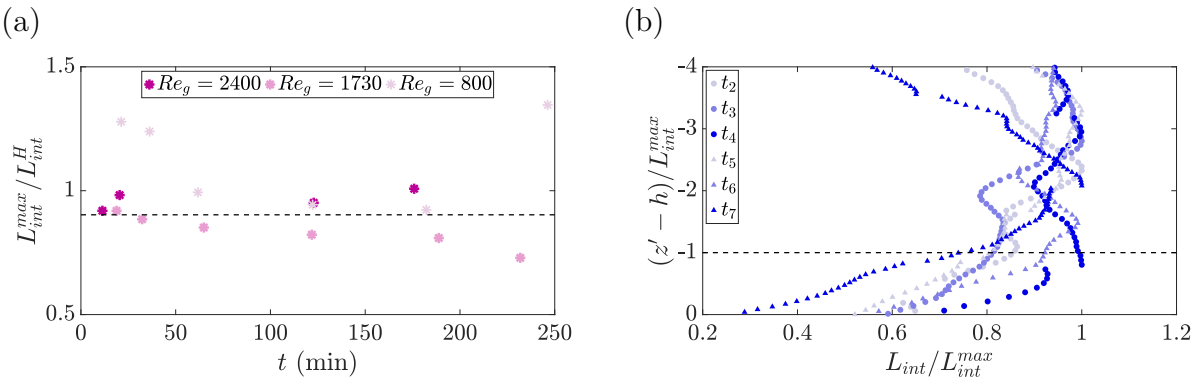


FIGURE 4.20 – (a) Time evolution of the peak value of the integral length-scale, L_{int}^{max}, normalized by the integral length-scale at the interfacial position in homogeneous fluid, L_{int}^{H}. (b) Depth profile of L_{int} with z-axis starting from the interfacial position, h, an normalized by L_{int}^{max}. Example for $Re_g = 800$ in the region $0.6 < z/h < 1$.

Using L_{int}^{max}, we now look at the distance from h where the loss of isotropy occurs (Fig. 4.21(a)). From our data, it seems that the location of the peak of anisotropy evolves slowly with time. At early times ($t < 60$ min), it occurs at $0.7\,(\pm 0.3)\, L_{int}^{max}$ above h while at large times ($t > 60$ min), except for $Re_g = 1730$, it occurs at $0.4\,(\pm 0.2)\, L_{int}^{max}$ above h. We do not clearly understand this decrease (Fig. 4.21(a)). Despite this, on average over all times, we found that the peak of anisotropy occurs at $0.55\,(\pm 0.25)\, L_{int}^{max}$ above h. It is again in reasonable agreement with results near a solid boundary (McCorquodale & Munro, 2017), where the peak occurs between $0.7\, L_{int}^{max}$ and one L_{int}^{max} above the plate. Our data are also in good agreement with a study of OGT in two-layer fluid (Hannoun *et al.*, 1988), which uses the integral length-scale at $z = h$ in homogeneous fluid instead (Fig. 4.21(b)) and found $z_{Max\ Iso}$ close to $0.6\, L_{int}^{H}$ above h (Hannoun *et al.*, 1988). Regardless the definition of the integral length-scale, we observe that the transfer from vertical to horizontal scale occurs always from the interfacial position (in the upper layer). More precisely it occurs at about 0.6 integral length-scale above the interfacial position. It confirms that the the mixing processes that take place in the upper layer only (Rouse & Dodu, 1955; Hannoun *et al.*, 1988).

Similarly we can study the TKE in the region $0.6 < z/h < 1$, where a peak is observed (Section 4.2.5.2). In this region, as mentioned before (Section 4.2.5.2), there is also a strong temporal variability, with a loss about 20 % of TKE that can occur after 3 h (see Fig. 4.16). To highlight this aspect, the z-axis is rescaled with respect to the integral length-scale (Fig. 4.22). At early times (t_2 and t_3), when the steady state is not necessarily reached, there is an increase of the TKE at $(z - h) = L_{int}$, regardless the definition of L_{int}, as shown in Fig.4.22 (a) or

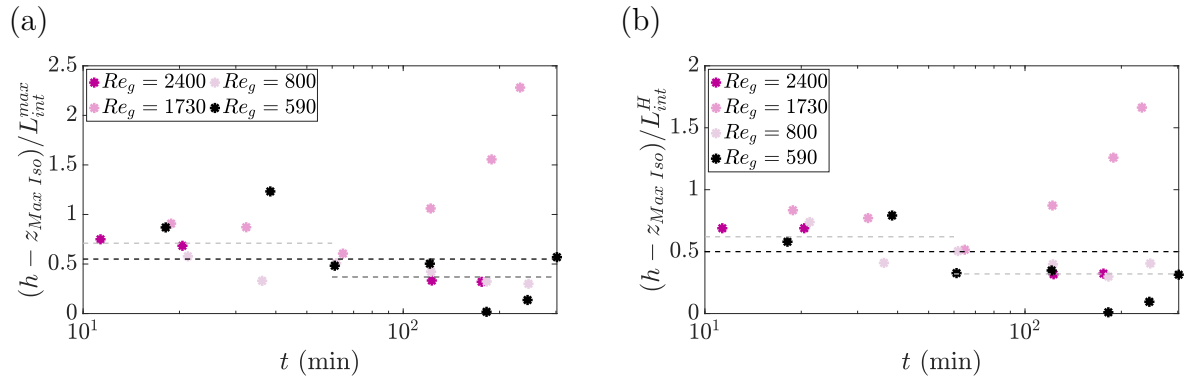


FIGURE 4.21 – Comparison of the depth where the isotropy occurs, $z_{Max\ Iso}$, with (a) the maximum integral length-scale reached near the interfacial position and (b) the integral length-scale at $z = h$ in homogeneous fluid.

(b). At later times ($t_i > t_3$), the peak appears at $(z - h) \approx 0.5\, L_{int}$. It is in reasonable agreement with results in two-layer fluid Hannoun *et al.* (1988) and near a solid boundary McCorquodale & Munro (2017) who found a maximum of TKE at $(z - h) \approx 0.3\, L_{int}$.

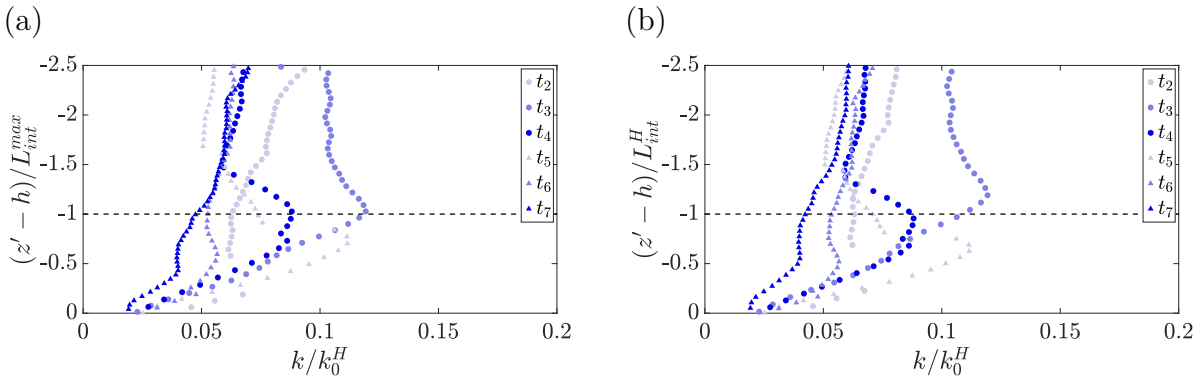


FIGURE 4.22 – Depth profiles of TKE with z-axis starting from h normalized by (a) the peak value of the integral length-scale in two-layer fluid or (b) the integral length-scale at the interfacial position in homogeneous fluid. Example for $Re_g = 800$ in the region $0.6 < z/h < 1$.

The peak of TKE is linked with the transfer from the vertical to the horizontal scales. More precisely, it is due to the local increase of U_{rms} as it shown in Fig. 4.23(a). However, unlike L_{int}^{max}, the peak value of the horizontal fluctuating velocity seems depends on the distance of the grid and the stirring (Fig. 4.23(b)).
Finally, we discuss the eddy viscosity at the vicinity of the interface. We observed that ν_t decreases at $z = L_{int}^{max}$ (Fig. 4.24(a)), or in an equivalent manner at $z = L_{int}^{H}$ (Fig. 4.24(b)). However, the decrease of ν_t below this depth is best described when considering the normalized coordinates using L_{int}^{max} since all the curves collapse in a single trend. Despite this, we note that, at $z = h$, the eddy viscosity is really weak ($\nu_t < 3\nu_f$). Once again, it confirm the turbulence is trapped in the upper mixed layer.

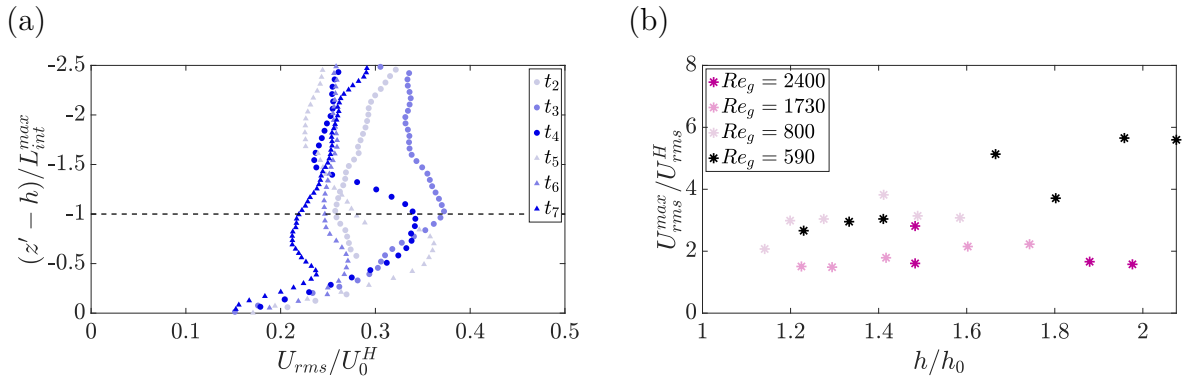


FIGURE 4.23 – (a) Depth profiles of RMS velocity with z-axis starting from h normalized by the peak value of the integral length-scale in two-layer fluid. Example for $Re_g = 800$ in the region $0.6 < z/h < 1$. (b) Time evolution of the peak value of U_{rms} normalized by the U_{rms} velocity at $z = h$ in homogeneous fluid.

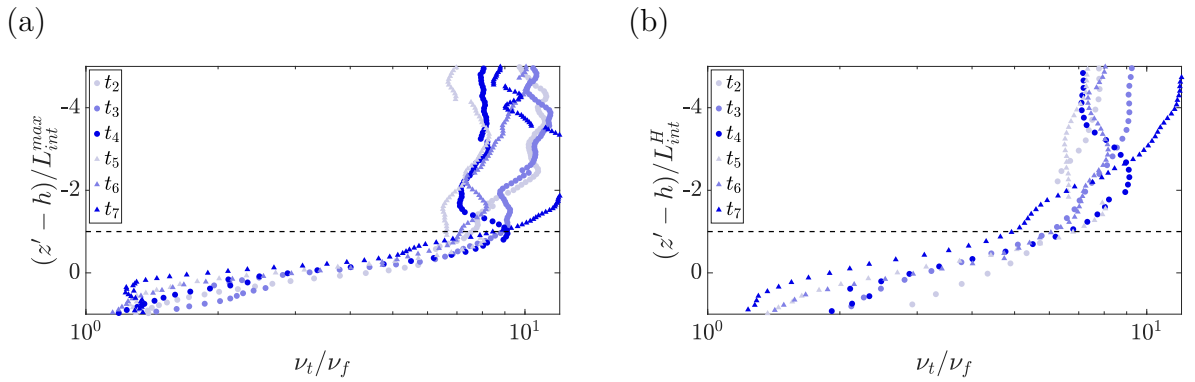


FIGURE 4.24 – Depth profiles of the eddy viscosity normalized by the kinematic viscosity of the fluid and, with z-axis starting from h normalized by (a) the peak value of the integral length-scale in two-layer fluid or (b) the integral length-scale at the interfacial position in homogeneous fluid. Example for $Re_g = 800$ in the region $0.6 < z/h < 1$.

4.2.5.4 Synthesis

In conclusion, in the region $0 < z/h < 0.6$, no significant difference of the turbulent quantities between the OGT in homogeneous or two-layer fluid is observed. On the contrary, in the region $0.6 < z/h < 1$, some differences occur. They are due to (1) the transfer from the vertical scales to the horizontal one and (2) the confinement of the TKE in the upper layer. It leads to a loss of the isotropy near the interfacial position and an increase of the TKE, L_{int} and ν_t in the same region. Similar observations have been obtained previously in OGT studies with a two-layer fluid or near a solid boundary (Hannoun *et al.*, 1988; McCorquodale & Munro, 2017). They identified that the isotropy and the maximum increase of the turbulent quantities occur about one integral length-scale above the interfacial position (or the rigid plate). Finally, in terms of the description of the eddy viscosity, we observed that ν_t no longer depends on z. The parametric model ν_t^P in eq. (4.9) can be used for the estimate over the entire depth h. Some improvements of the model might be of interest for values of Re_g

smaller than 1700.

4.2.6 Conclusions

En conclusion, nous avons étudié la turbulence de grille en fluide homogène et bi-couche, en proposant pour chacune de ces deux configurations une description des quantités turbulentes (vitesses fluctuantes, énergie cinétique turbulente, k, taux de dissipation, ϵ, échelle intégrale, L_{int}). Dans l'optique de fournir une description la plus générique possible, la viscosité turbulente, définie comme $\nu_t = 0.09\sqrt{k}L_{int}$, a aussi été utilisée.
Cette dernière est peu considérée en turbulence de grille oscillante mais en utilisant les lois disponible pour k et L_{int} en fluide homogène deux modèles ont été déduits,

$$\nu_t^P = 0.09\beta(C_1^2 + 0.5C_2^2)\sqrt{M}S^{3/2}f_g\,, \tag{4.14}$$

$$\nu_t^M = 0.09k_0^{1/2}\beta z\left(\frac{z}{L_{\epsilon-k}} + 1\right)^{-5/2}. \tag{4.15}$$

Le premier modèle, eq. (4.14), prédit correctement la viscosité turbulente proche de la grille. Cependant il ne permet pas de décrire sa décroissance avec l'éloignement à la grille. Le second, décrit par l'équation eq. (4.15), reporduit qualitativement cette décroissance. Néanmoins il n'est pas en si bon accord avec les mesures expérimentales. A noter que $L_{\epsilon-k}$ est aussi une loi paramétrique en lien avec les échelles d'injection de la turbulence. Finalement, un troisième modèle, correspondant à une combinaison simplifiée des deux précédents, a été introduit,

$$\nu_t^S = \begin{cases} \nu_t^P & \text{if } z < H_s, \\ \nu_t^P H_s^{3/2} z^{-3/2} & \text{if } z > H_s. \end{cases} \tag{4.16}$$

H_s dépend de la maille de la grille et du forçage au travers du nombre de Reynolds, Re_g.
Ce modèle a été validé en fluide homogène sur plage significative de forçage ($800 < Re_g < 7980$) et pour deux dispositifs de grille oscillante.
En fluide bi-couche, l'écoulement est inchangé par rapport au cas homogène pour $0 < z/h < 0.6$. En revanche, pour $0.6 < z/h < 1$, des différences surviennent. Notamment, ν_t ne dépend plus de z et est constante sur toute la hauteur de la couche de fluide léger et cela est valable même si la position de l'interface est situé à une profondeur plus grande que H_s. Cela s'explique par une augmentation simultanément de L_{int} et k proche de l'interface, causée par (1) le transfert des échelles verticales vers celles horizontales aux abords de l'interface et (2) le confinement de la turbulence dans la couche où se trouve la grille (celle de fluide léger dans notre cas). En effet, l'interface apparaît comme un mur pour la turbulence. Des analogies par rapport à une turbulence de grille proche d'une paroi solide (McCorquodale & Munro, 2017) ont d'ailleurs été observées, comme l'augmentation de L_{int} et de k.
Si ν_t^P semble être une bonne approximation de la viscosité turbulente pour $Re_g > 1700$, elle la sous-estime d'environ 35 % pour les plus faibles forçages. Des expériences supplémentaires doivent cependant être conduites pour vérifier (ou infirmer) cette tendance et éventuellement fournir une correction à ce modèle.

Cette description de la turbulence de grille oscillante, qui nous le rappelons permet de reproduire en laboratoire la turbulence induite par le vent et les vagues déferlantes, soulève des questions en lien avec la pollution plastique océanique.
Tout d'abord, nos observations en fluide homogène de la décroissance de la turbulence interroge sur l'influence de sa prise en compte dans les modèles de corrections des concentrations mesurées en surface. En effet, la décroissance de la turbulence n'est pas prise en compte dans les modèles actuels (Chapitre 3). Cependant, les micro-plastiques sont-ils réellement entraînés dans la zone $z > H_s$? Si oui, quels sont ceux les plus susceptibles d'être entraînés dans cette zone ? Au vue du Chapitre 3, nous pouvons anticiper qu'il s'agit de ceux dont la flottabilité est faible, soit les plus petits. Mais auquel cas, leur profil de concentration, $n_p(z)$, est-il affecté ? Jusqu'à quelle profondeur sont réellement mélangés les micro-plastiques ? Ces questions ne sont pas sans faire écho au nombre total de plastiques présents dans la colonne d'eau ; un nombre qui nous le rappelons, est déduit en supposant que $n_p(z)$ est une exponentielle décroissante. Or cette hypothèse est-elle toujours valable ?
De plus, l'altération de la turbulence en stratifié pose la question de l'influence de la nature de l'écoulement sur la distribution verticale des micro-plastiques. Dans ce nouvel environnement comment sont-il mélangés ? Leur profil de concentration est-il différent de celui en fluide homogène ? Comment se comportent-ils au niveau de l'interface ?

Chapitre 5

Transport eulérien

Sommaire

5.1 Le modèle uni-directionnel d'advection-diffusion 132
5.2 Description des profils expérimentaux de concentration en particules 134
5.2.1 Rappels bibliographiques 134
5.2.2 Introduction des notations 135
5.2.3 Influence de la flottabilité 136
5.2.4 Influence du forçage 139
5.2.5 Influence de la stratification 140
5.3 Prédiction de $n_p(z)$ 142
5.3.1 Lien entre viscosité et diffusivité turbulente : le nombre de Schmidt turbulent (Sc_t) 142
5.3.2 Estimation du nombre de Schmidt turbulent 143
5.3.3 Discussion autour du nombre de Schmidt turbulent 144
5.4 Impact du modèle de $A_0(z)$ sur les profils de concentrations et l'estimation des concentrations globales 147
5.4.1 A_0 constant versus $A_0(z)$ 148
5.4.2 Impact de l'intensité turbulente 149
5.4.3 Impact de la position de H_s 151
5.4.4 Principales conclusions 152
5.5 Les limites du modèles 152
5.5.1 Le flux turbulent 152
5.5.2 Le flux de flottabilité 153

5.1 Le modèle uni-directionnel d'advection-diffusion

Le profil de concentration en particules, $n_p(z)$, est communément obtenu en résolvant l'équilibre des flux entre celui turbulent descendant et celui ascendant de flottabilité (Chapitre 1). Cet équilibre est retrouvé à partir de la conservation de la masse,

$$\frac{\partial \rho_p\, n_p}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho_p\, n_p\, \mathbf{U_p}) = 0, \tag{5.1}$$

avec ρ_p la masse volumique des particules et $\mathbf{U_p}$ leur vitesse. Mais comment à partir de l'équation (5.1) retrouve-t-on l'équilibre entre les deux flux qui nous intéressent ?
Considérons premièrement des particules indéformables dans un écoulement uniforme suivant l'horizontale. Dans ce cas, ρ_p est indépendante de l'espace et du temps et n_p et $\mathbf{U_p}$ dépendent de z et de t tels que

$$\begin{cases} n_p(z,t) \;=\; \overline{n_p}(z) + n_p'(z,t). \\ \mathbf{U_p}(z,t) \;=\; \begin{vmatrix} U_p(z,t) \\ V_p(z,t) \\ W_p(z,t) \end{vmatrix} \;=\; \begin{vmatrix} \overline{U_p}(z) \;+\; U_p'(z,t). \\ \overline{V_p}(z) \;+\; V_p'(z,t). \\ \overline{W_p}(z) \;+\; W_p'(z,t). \end{vmatrix} \end{cases} \tag{5.2}$$

La barre au-dessus des grandeurs indique la moyenne temporelle et l'apostrophe indique les fluctuations autour de cette dernière. Nous rappelons qu'en mécanique des fluides, ce type de décomposition des grandeurs est appelée *décomposition de Reynolds*.
Au vu de ces premières considérations, l'équation (5.1) peut se ré-écrire comme

$$\rho_p \left(\frac{\partial n_p(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial n_p(z,t) W_p(z,t)}{\partial z} \right) = 0. \tag{5.3}$$

En moyennant temporellement l'équation ci-dessus et en appliquant la décomposition de Reynolds pour chacune des grandeurs, nous retrouvons que [1]

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \left[\overline{n_p}(z)\, \overline{W_p}(z) + \overline{n_p'(z,t) W_p'(z,t)} \right] = 0. \tag{5.4}$$

Ceci implique que $\overline{n_p}(z)\, \overline{W_p}(z) + \overline{n_p'(z,t) W_p'(z,t)} = \alpha$, avec α une constante. Cette dernière sera nulle si l'équilibre entre le transport moyen des particules induit par l'écoulement fluide et celui induit par la flottabilité est atteint. Autrement dit $\alpha = 0$ si il y a autant de particules qui montent que de particules qui descendent. A contrario, si l'ensemble des particules a tendance à monter ou à descendre, alors $\alpha \neq 0$ avec un signe qui dépendra du sens de déplacement des particules.
Nous déduisons que dans le cas qui nous intéresse $\alpha = 0$. Donc l'équilibre des flux s'exprime comme

$$\overline{n_p}(z)\, \overline{W_p}(z) + \overline{n_p'(z,t) W_p'(z,t)} = 0. \tag{5.5}$$

Dans le membre de gauche, le premier terme représente le flux ascendant de flottabilité et le second celui descendant turbulent. L'équation (5.5) est l'expression de l'équilibre des flux

1. Nous rappelons que $\overline{\overline{f}} = \overline{f}$, $\overline{f'}$=0 et $\overline{f'g'} \neq 0$ a priori.

classiquement utilisée pour modéliser le transport des plastiques (Kukulka *et al.*, 2012) et des sédiments (Chauchat, 2018). Néanmoins pour calculer $n_p(z)$ il faut fermer le système défini par cette équation (5.5) grâce à des hypothèses supplémentaires.
Une première est faite sur la vitesse moyenne de la particule, classiquement assimilée à la vitesse de remontée de la particule dans un fluide au repos, W_b (Rouse, 1937; Michallet & Mory, 2004; Kukulka *et al.*, 2012). En fonction des auteurs, W_b est supposée constante pour l'ensemble des plastiques (Kukulka *et al.*, 2012; Reisser *et al.*, 2015) ou est déduite pour chaque plastique à partir de l'équilibre en statique entre la force de flottabilité et celle de traînée (Enders *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019). Des auteurs utilisant une approche bi-phasique [2] ont mis en avant qu'une vitesse de dérive (*"drift velocity"* ou *"slip velocity"* en anglais) pouvait être plus appropriée (Greimann *et al.*, 1999; Chauchat, 2018). Cette vitesse traduit les *"fluctuations de vitesse vues par la particule"* (Vermorel *et al.*, 2003). Ainsi quelle est la vitesse des particules la plus pertinente pour calculer $n_p(z)$? Plus précisément W_b est-elle une bonne approximation de $\overline{W_p}$ dans le cas de particules flottantes ?
La seconde hypothèse pour pouvoir résoudre l'équation (5.5) porte sur la modélisation du flux turbulent, $\overline{n_p'(z,t)W_p'(z,t)}$. En s'appuyant sur une analyse dimensionnelle, Rouse (1937) propose que le flux turbulent s'exprime comme

$$\overline{n_p'(z,t)W_p'(z,t)} = -A_0 \frac{\mathrm{d}\overline{n_p}}{\mathrm{d}z}, \tag{5.6}$$

avec A_0 la diffusivité turbulente. Cette égalité a été démontrée grâce à une approche bi-phasique (Greimann *et al.*, 1999; Chauchat, 2018) mais n'a jamais été vérifiée expérimentalement. En la supposant vraie, la principale difficulté est alors d'exprimer correctement A_0 (Rouse, 1937). Dans le cadre de la pollution plastique, la diffusivité turbulente est supposée constante avec z et est déterminée à partir d'une mesure du vent au-dessus de la surface de l'eau (Kukulka *et al.*, 2012; Enders *et al.*, 2015; Reisser *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019). Cependant, la turbulence de grille oscillante (Chapitre 4), comme le forçage induit par le vent et les vagues (Chapitre 1), diminue à mesure que l'on s'éloigne de la source turbulente (la grille dans nos expériences ou la surface libre dans l'océan). Cette dépendance de la diffusivité turbulente avec la profondeur a-t-elle un fort impact sur les profils de concentration en particules déduits ?

En clair, les profils de concentration en particules sont déduits de l'équation d'advection-diffusion,

$$W_b\overline{n_p}(z) + A_0(z)\frac{\mathrm{d}\overline{n_p}(z)}{\mathrm{d}z} = 0, \tag{5.7}$$

mais les hypothèses qui sont faites pour la trouver posent certaines questions. Pour fournir des éléments de réponses, les profils de concentration en particules mesurés expérimentalement (Chapitre 2) sont d'abord décrits en faisant varier la flottabilité des particules et le forçage. Dans un deuxième temps, l'estimation de $A_0(z)$ à partir de la caractérisation de l'écoulement (Chapitre 4) est discutée. Nous rappelons que l'écoulement a précédemment été caractérisé grâce à $\nu_t(z)$, une viscosité turbulente. Enfin, nous revenons sur les différentes hypothèses

2. Dans cette approche, la suspension et le fluide sont considérés comme deux phases continues. Pour chacune d'elles, l'équation de conservation de la masse est couplée à l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

du modèle en discutant d'abord les implications du modèle de $A_0(z)$ sur $n_p(z)$ puis de l'utilisation de W_b comme vitesse de remontée des particules.
Par la suite, pour alléger les notations, nous utilisons les notations $n_p(z)$ pour $\overline{n_p}(z)$.

5.2 Description des profils expérimentaux de concentration en particules

5.2.1 Rappels bibliographiques

Le profil de concentration en particules a largement été étudié pour les sédiments (Noh & Fernando, 1991; Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004; Gratiot *et al.*, 2005; Bennett *et al.*, 2014). Comme évoqué dans le Chapitre 1 (Section 1.5), pour les suspensions denses ($\phi_p > 10^{-2}$), différents types de profils sont observés : une décroissance monotone de la concentration ou au contraire une concentration homogène jusqu'à une certaine altitude z_{max} à partir de laquelle la concentration chute brusquement à zéro. Dans le second cas, on parle de l'apparition d'un front (ou d'une lutocline). Pour tenter d'anticiper le type de profil de $n_p(z)$ en fonction de l'intensité turbulente, de la concentration en particules et de la flottabilité de ces dernières, les auteurs ont introduit deux nombres sans dimension basés sur les échelles globales. Le premier est le nombre de Rouse, Rou_0. Il compare la flottabilité des particules et l'énergie disponible dans l'écoulement pour les maintenir en suspension. Le second est le nombre de Richardson, Ri_0. Il compare la flottabilité des particules pondérée par leur fraction volumique et les échelles caractéristiques de la turbulence. Ils sont respectivement définis comme

$$Rou_0 = \frac{W_b}{\sqrt{k_0}} \qquad \& \qquad Ri_0 = \frac{g(1-\rho_*)L_{int}}{k_0}\phi_\infty, \tag{5.8}$$

avec k_0 l'échelle d'injection de l'énergie, g l'accélération gravitationnelle, ρ_* le rapport entre la densité des particules et celle du fluide, L_{int} l'échelle intégrale [3] et ϕ_∞ la fraction volumique de particules réellement en suspension.
Il a été observé que pour des particules très inertielles, la formation d'un front survenait pour $Rou_0 < 0.1$ (Michallet & Mory, 2004; Bennett *et al.*, 2014). Mais il semblerait que le seuil de transition entre les deux types de profils dépende de Rou_0 et Ri_0 (Noh & Fernando, 1991; Bennett *et al.*, 2014). Toutefois, des désaccords sur ce seuil subsistent (Noh & Fernando, 1991; Bennett *et al.*, 2014). Ils sont en grande partie lié à notre compréhension encore incomplète des mécanismes responsables de l'apparition d'un type de profil plutôt qu'un autre.
A ce jour, nous savons que l'allure du profil de concentration est liée à des interactions entre les particules et l'écoulement turbulent. Comme l'ont montré plusieurs auteurs, la présence des particules, notamment en phase très concentrée, impacte grandement la turbulence. Par exemple lors de la formation d'un front, celle-ci peut être complètement annihilée (Michallet & Mory, 2004; Bennett *et al.*, 2014). A contrario, il a été observé que, pour des suspensions telles que $\phi_p \leq 10^{-2}$, les particules n'influencent pas (ou peu) l'écoulement si $Rou(z) > 0.5$,

3. Certains auteurs utilisent la position du front, z_{max}, plutôt que l'échelle intégrale pour définir Ri_0 pour notamment prédire sa position (Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004).

où $Rou(z)$ est un nombre de Rouse local tel que (Bennett *et al.*, 2014)

$$Rou(z) = \frac{W_b}{\sqrt{k(z)}}. \tag{5.9}$$

Pour les cas où $Rou(z) < 0.5$, les particules vont modifier l'écoulement. Cependant leur impact sur la turbulence dépendra de leur concentration (Bennett *et al.*, 2014). Pour quantifier cela un nombre de Richardson local est également introduit, tel que

$$Ri(z) = \frac{g(1-\rho_*)}{\rho_p \rho_f} \frac{\sqrt{k(z)}}{\epsilon(z)} M_p(z), \tag{5.10}$$

avec ρ_f la densité du fluide et $M_p(z)$ la masse de particules à l'altitude z. En se basant sur l'équation de conservation de l'énergie, on trouve que les particules n'impacteront pas l'écoulement si $Rou(z)Ri(z) < 1$ (Michallet & Mory, 2004).
Concernant la position maximale atteinte par les particules, il a été montré qu'en cas de la présence d'un front $z_{max} \propto (Ri_0 Rou_0)^{1/4}$ (Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004; Gratiot *et al.*, 2005). Huppert *et al.* (1995) ont aussi proposé un modèle paramétrique pour estimer z_{max} en turbulence de grille oscillante. En se basant à la fois sur l'intensité du forçage et la flottabilité des particules, les auteurs proposent

$$z_{max} - \overline{z} = \left(2\pi f_g D_g^2\right)^{3/4} \left(g(1-\rho_*) W_b \phi_\infty\right)^{-1/4}, \tag{5.11}$$

avec $D_g = S^{3/4} M^{1/4}$ une longueur caractéristique de la grille et du forçage.
Dans la suite de la section, les notations et les conventions pour décrire les profils de concentration sont introduites. Nous discutons ensuite les profils mesurés pour des particules flottantes en regard de cette littérature disponible pour caractériser les profils de concentration des sédiments. Nous terminons la section en présentant quelques résultats de profils de concentrations en fluide bi-couche.

5.2.2 Introduction des notations

Lors des mesures de $n_p(z)$, les particules étaient périodiquement cachées par la grille sur $0 < z' < S + d_b$, avec d_b l'épaisseur du barreau. Le nombre de particule comptabilisées dans cette zone, qualifiée de *zone active de la grille*, est donc biaisé. Pour éviter toute ambiguïté liée à ce défaut, nous ne discuterons les profils que sur $z' \geq S + d_b$ (Fig.5.1). Le débattement de la grille ayant varié, notamment dans le dispositif de la grille 1, les profils $n_p(z)$ ne commencent donc pas tous à la même altitude.
Par la suite, l'allure générale de ces derniers est décrite. Nous discutons aussi la profondeur maximale atteinte par les particules, notée z_{max} sur la figure 5.1. Elle correspond à l'altitude pour laquelle la concentration en particule est rigoureusement nulle. Par souci d'uniformité, les profils sont normalisés par le nombre total de particules suivant z. Cette quantité, notée N_p^{tot}, est définie comme

$$N_p^{tot} = \int_0^\infty n_p(z)\,\mathrm{d}z = \int_0^{z_{max}} n_p(z)\,\mathrm{d}z. \tag{5.12}$$

Cependant, nous ne la discutons pas quantitativement. En effet, pour les mesures dans le plan laser, ce nombre est très faible (parfois moins de 1.5 particule) et peut éventuellement dépendre de la distribution horizontale des particules. Les incertitudes associées sont donc très fortes.

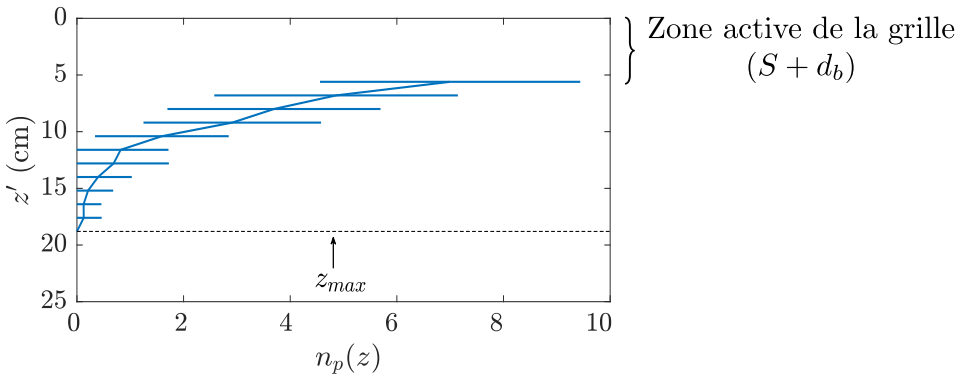


FIGURE 5.1 – Exemple de profil de concentration pour les particules P6 pour $Re_g = 3\ 190$.

5.2.3 Influence de la flottabilité

Comme évoqué à plusieurs reprises, la flottabilité est contrôlée par la taille des particules et leur écart en densité avec le fluide. Pour tenir compte de ces deux paramètres, nous montrons $n_p(z)$ pour les particules P2 et P6 à un forçage donné (Fig.5.2). Le Rou_0 associé à chaque cas est mentionné en légende. Il est déterminé à partir du k_0 mesuré expérimentalement (Chapitre 4). Pour les deux types de particules, il a été trouvé de l'ordre de 0.1. En accord avec la littérature, nous retrouvons bien une décroissance monotone de $n_p(z)$ (Michallet & Mory, 2004; Bennett *et al.*, 2014). Toutefois, si pour $z' > 15$ cm, les deux profils ont le même taux de décroissance, pour $5 < z' < 15$ cm, le profil de concentration des particules P2 (soit le plus petit Rou_0) est plus plat que celui des particules P6 (insertion Fig.5.2).

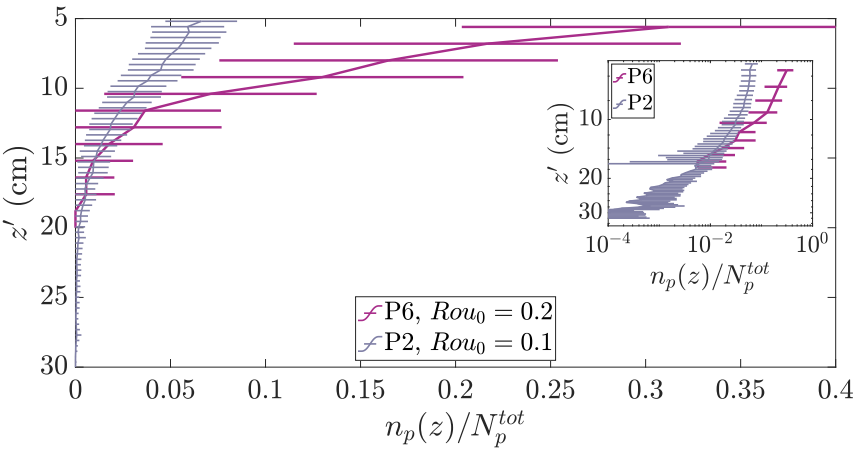


FIGURE 5.2 – Profils de concentration, $n_p(z)$, des particules P2 et P6 pour $Re_g = 3190$.

En diminuant encore la flottabilité (en étudiant les particules P0) pour toujours le même forçage de grille, un profil significativement différent est observé (Fig.5.3(a)). Pour ce cas-ci $Rou_0 = 0.05$, d'après la littérature sur les sédiments un profil avec un front est attendu, soit un profil très proche de ce que nous avons. Cependant, en s'intéressant aux trajectoires des particules, la signature d'une structure très cohérente apparaît loin de la grille (Fig.5.3(b)). Cette dernière fait penser à un écoulement secondaire que les particules P0 suivraient. Des structures très cohérentes, non visibles ni pour les particules P2 ni pour celles P6 (Chapitre 2), ont été observées pour plusieurs forçages et répétitions des ces derniers. Il est donc difficile de conclure sur la cause de l'allure du profil des particules P0 : est-ce la flottabilité des particules P0, soit $Rou_0 < 0.1$? Est-ce la nature de l'écoulement fluide ? Ou alors une combinaison des deux ? Dans le doute nous ne tiendrons pas compte des particules P0 lors de la prédiction de $n_p(z)$ (Section 5.3). Toutefois, nous avons mis en avant que la flottabilité des particules impactait $n_p(z)$ qui a tendance à s'aplatir à mesure que la flottabilité des particules diminue ($z' < 10$ cm sur Fig.5.2).

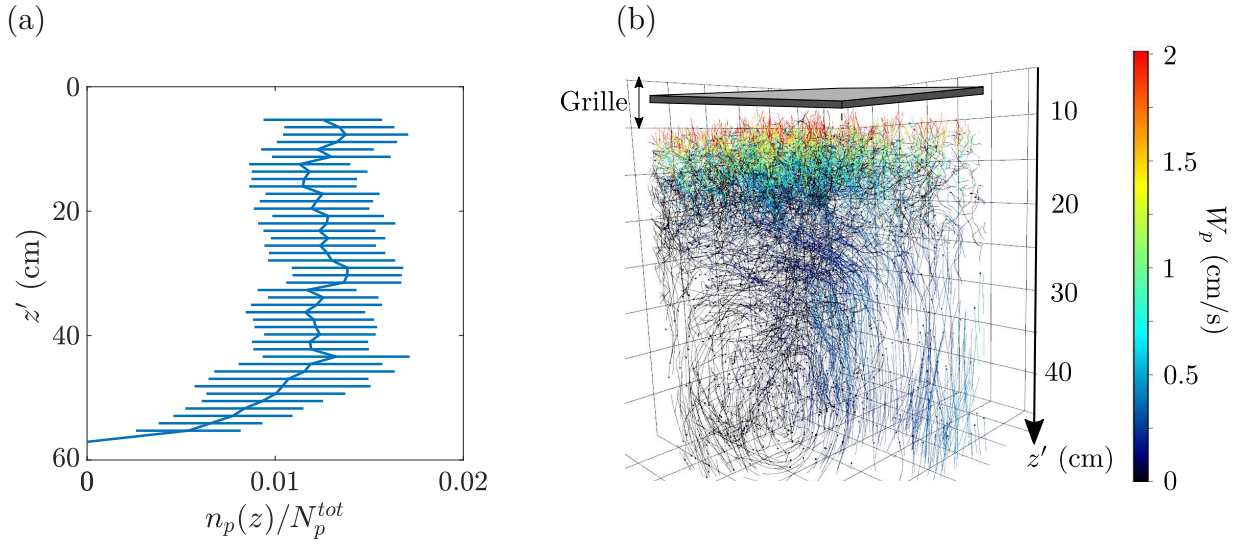


FIGURE 5.3 – (a) Profil de concentration, $n_p(z)$, des particules P0, pour $Re_g = 3190$. (b) Trajectoire tri-dimensionnelle des particules pour ce même forçage. La couleur des points indique leur vitesse verticale.

A noter que pour que la flottabilité impacte de manière significative l'allure de $n_p(z)$, nous avons dû jouer à la fois sur la taille des particules et ρ_*. En effet, comme illustré Fig.5.4(a-d), une modification uniquement de ρ_* sur la plage considérée conduit à des profils de concentration très similaires.
A l'exception de $Rou_0 = 2.1$ dont l'allure présente un plateau entre 3 et 6 cm puis une décroissance (Fig.5.4(a)), les autres profils sont tous décroissants. Une allure en accord avec la littérature, Rou_0 étant toujours supérieur à 0.1 (Michallet & Mory, 2004; Bennett *et al.*, 2014). Pour le profil à $Re_g = 590$ avec $\rho_* = 0.995$, il est possible qu'une recirculation secondaire soit survenue mais des mesures PIV en présence des particules n'ayant pas été réalisées, nous ne pouvons l'affirmer.

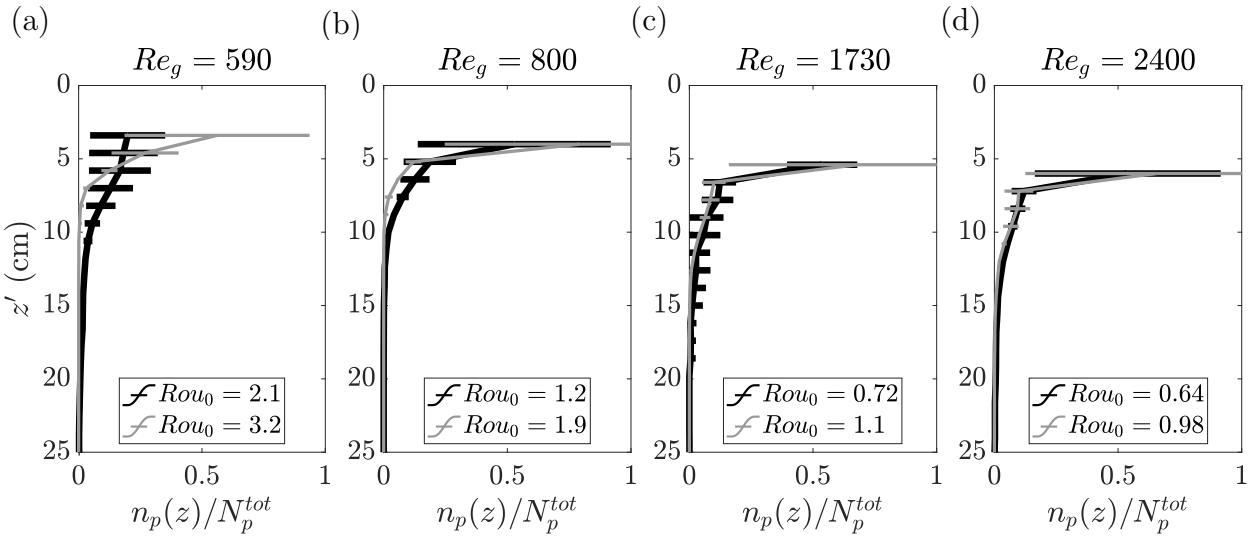


FIGURE 5.4 – Profil de concentration des particules P6 pour deux flottabilités et 4 forçages de grilles (a-d). Les traits noirs épais correspondent à une flottabilité de $\rho_* = 0.995$ et ceux fins gris à une flottabilité de $\rho_* = 0.990$. Le nombre de Rouse global ,Rou_0, est indiqué en légende.

La flottabilité des particules n'impacte pas uniquement l'allure de $n_p(z)$, elle modifie aussi la profondeur maximale atteinte par les particules (Fig.5.2) et ce même pour une faible variation de ρ_* (Fig.5.4). Cet aspect est illustré de manière synthétique Fig.5.5 pour 3 flottabilités et les 4 forçages de grille. Cette diminution de z_{max} avec la flottabilité est aussi retrouvée pour les profils de concentration avec un front (eq. (5.11), Huppert *et al.* (1995)).

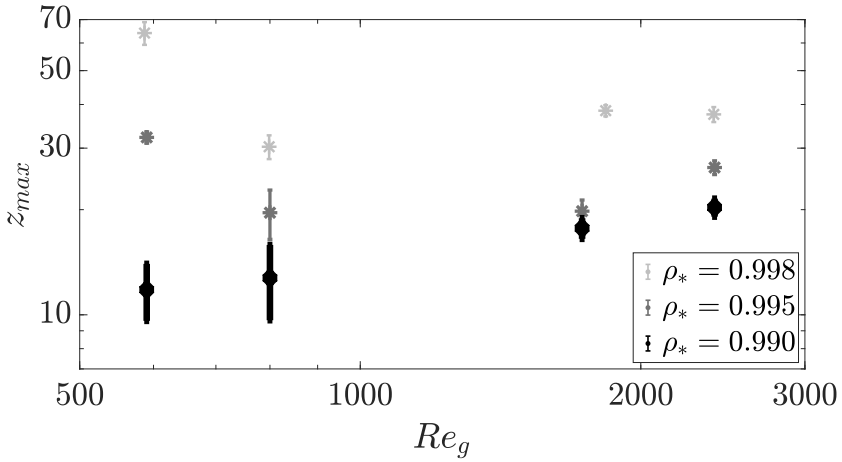


FIGURE 5.5 – Evolution de z_{max} des particules P6 pour 3 flottabilités en fonction de Re_g.

5.2.4 Influence du forçage

Pour une flottabilité donnée, le forçage va impacter le nombre de Rouse global, qui diminue pour les forçages les plus énergétiques. Sur les exemples montrés précédemment Fig.5.4(a-d), il ne semble pas y avoir d'influence du forçage sur l'allure de $n_p(z)$. Nous illustrons à nouveau ceci grâce aux mesures plus fines de PTV-4D pour les particules P6 avec $\rho_* = 0.998$ (Fig.5.6).

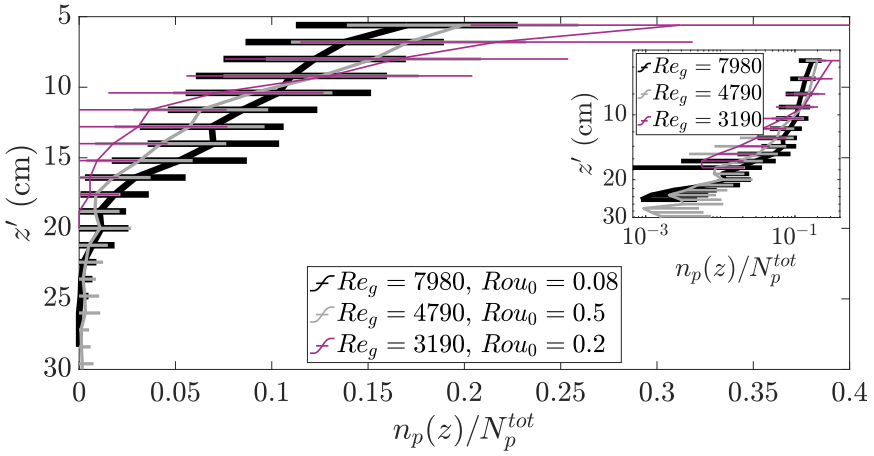


FIGURE 5.6 – Profils de concentration des particules P6 pour 3 forçages de grilles.

Rou_0 est un peu plus faible que précédemment mais toujours de l'ordre de 0.1. Nous retrouvons sans surprise une décroissance monotone de la concentration pour tous les forçages de grille. La précision de ces mesures permet de capter une petite modification de l'allure de $n_p(z)$ pour $5 < z' < 10$ cm. Dans cette zone, $n_p(z)$ s'aplatit légèrement à mesure que l'intensité du forçage augmente, mais pour $z' > 10$ cm, le taux de décroissance entre les différents profils redevient très proche (insertion Fig.5.6).
De manière générale, nous concluons que le forçage a une influence faible sur l'allure de $n_p(z)$, notamment en comparaison de la flottabilité. En revanche, comme cela était déjà visible sur la Fig.5.5, nous retrouvons à la Fig.5.6 qu'il impacte grandement la profondeur maximale atteinte par les particules.
Bien que cette grandeur soit surtout étudiée pour les profils avec un front, nous la comparons à titre indicatif avec la loi paramétrique proposée par Huppert *et al.* (1995) (Fig.5.7). Pour les profils avec une décroissance monotone de la concentration, il semble que z_{max} suive aussi une loi de puissance en $\left(\pi f_g D_g^2\right)^n$ mais avec $n = 1/3$. Cette puissance, différente de celle trouvée par Huppert *et al.* (1995), semble indiquer que pour une décroissance monotone de la concentration, la dépendance de z_{max} avec ρ_*, W_b, g et ϕ_∞ n'est pas la même que lors de la formation d'un front. Une étude plus détaillée en fonction des autres paramètres du système devrait être faite pour le vérifier. La concentration accessible uniquement pour les données avec $Re_p = 60$ et le manque de temps n'ont pas permis de la réaliser.

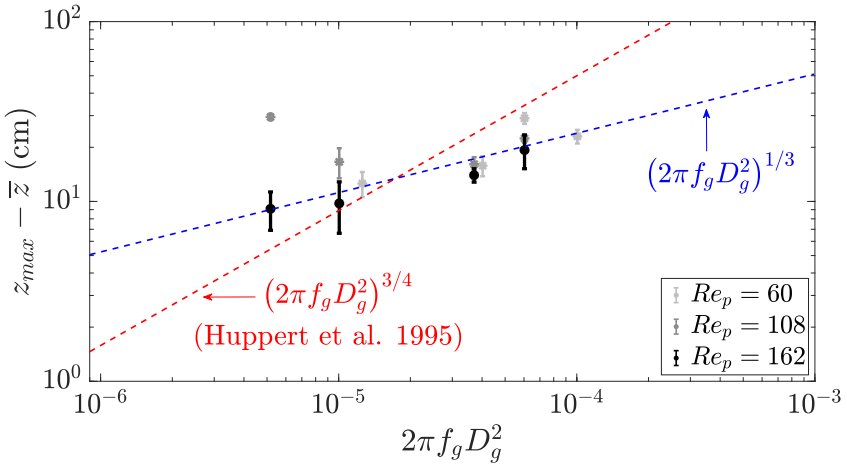


FIGURE 5.7 – Evolution de la position maximale atteinte par les particules, z_{max}, en fonction de la fréquence, f_g, et du débattement, S, de la grille.

5.2.5 Influence de la stratification

Pour deux forçages ($Re_g = 800$ et $Re_g = 1730$), les profils de concentration des particules $P6$ dans un fluide bi-couche ont été mesurés. Initialement, la densité de la couche de fluide léger, ρ_1, était telle que $\rho_* \approx 0.998$, celle de la couche lourde, ρ_2, telle que $\rho_* = 0.995$. En fluide homogène, pour ces deux forçages, les particules P6 pouvaient aller jusqu'à 30 cm sous la surface (Fig.5.7). Ainsi, en plaçant l'interface entre les deux couches de fluide, noté h, à initialement 20 cm sous la surface libre, les particules avaient la possibilité de le traverser. Comme nous l'avons vu au Chapitre 4, en fluide bi-couche, ρ_1 et h varient au cours du temps (Fig.5.8(b) et (d)). Pour étudier l'influence de cette évolution du système sur $n_p(z)$, des profils de concentrations ont été mesurés à plusieurs instants (Fig.5.8(a) et (c)) en parallèle de mesures de profils de densité (Fig.5.8(b) et (d)).

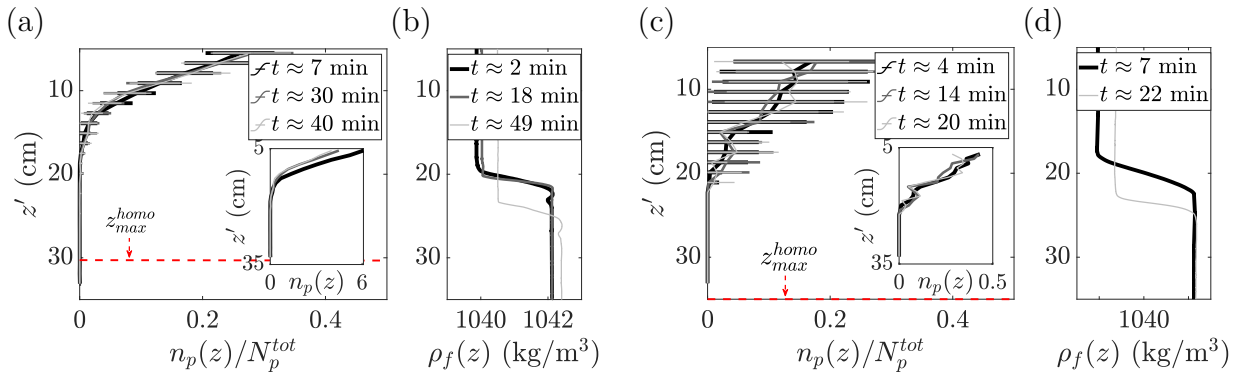


FIGURE 5.8 – (a) et (c) : Profils de concentration, $n_p(z)$, des particules P6 mesurés en fluide bi-couche à plusieurs instants pour (a) $Re_g = 800$ et (c) $Re_g = 1\ 730$. La ligne pointillée rouge représente l'altitude maximale atteinte par les particules en fluide homogène, z_{max}^{homo}. (b) et (d) : Profils de densité du fluide bi-couche à plusieurs instants pour (b) $Re_g = 800$ et (d) $Re_g = 1\ 730$.

Malgré une légère diminution du nombre de particules à une altitude donnée notamment pour $Re_g = 800$ (insertions Fig.5.8(a)), l'allure de $n_p(z)$ reste inchangée au cours du temps et analogue à $n_p(z)$ en fluide homogène (Fig.5.8(a) et (c)). En effet, l'augmentation de ρ_1 est trop faible pour modifier de manière significative la flottabilité des particules (Fig.5.8(c) et (d)). Les nombres de Rouse globaux restent de l'ordre de 0.7 pour $Re_g = 800$ et 0.4 pour $Re_g = 1730$, des valeurs en accord avec la décroissance monotone observée.
En revanche concernant la position maximale atteinte par les particules, une différence notable par rapport au cas en fluide homogène est observée. En fluide bi-couche, les particules vont nettement moins profond (Fig.5.8(a) et (c)). De plus, z_{max} évolue au cours du temps en suivant la loi de recul de l'interface, sans jamais le traverser (Fig.5.9). Nous remarquons que l'interface est asymétrique en étant plus fin du côté où se trouvent les particules (lignes pleines grises sur Fig.5.9). Pour autant, sa dynamique ne semble pas affectée, la loi de recul étant en accord avec celle proposée par Huppert *et al.* (1995) mesurée sans particule dans l'écoulement.

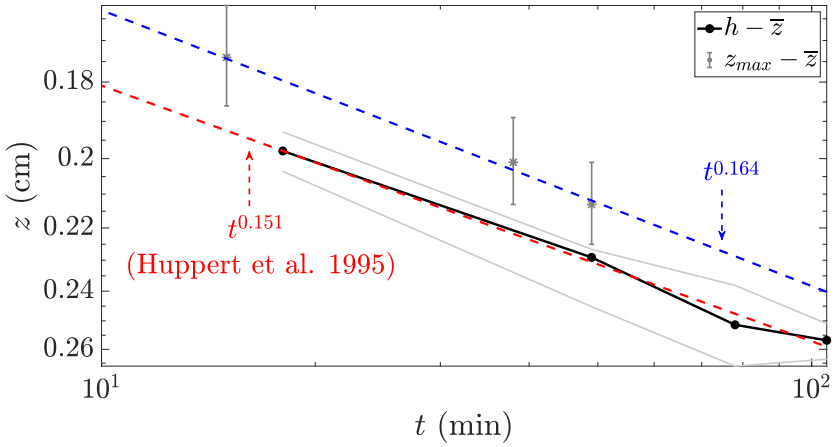


FIGURE 5.9 – Evolution temporelle de la position de l'interface, h, et de la profondeur maximale atteinte par les particules, z_{max}. Les lignes pleines grises indiquent l'épaisseur de l'interface et $\overline{z}$ est la position moyenne de la grille.

En conclusion, l'interface est tel un mur infranchissable pour les particules, et ce même si les conditions du forçage permettent a priori à ces particules de le traverser. Cette observation est notamment intéressante pour les mesures de terrain. Elles semblent indiquer que si une stratification se met en place à cause d'une hausse de la température en surface, il n'est pas nécessaire de déployer des efforts pour échantillonner plus profond. Une étude plus approfondie est néanmoins nécessaire pour élargir la gamme de validité de cette observation (variation de l'intensité turbulente et/ou de la flottabilité des particules).
A noter que les particules ne s'accumulent pas à l'interface mais sont constamment en mouvement dans la couche de fluide léger. Ce comportement est différent de ce à quoi nous pourrions nous attendre en se basant sur la dynamique de particules inertielles traversant e interface. En effet, dans ce cas, elles sont freinées au niveau de cette dernière voire s'y accumulent si $\rho_* >> 1$ (Magnaudet & Mercier, 2020). La dynamique de particules dont la trajectoire n'est plus une simple traversée, dans un seul sens, de l'interface a donc des

spécificités, peu étudiées à ce jour, qu'il serait intéressant d'étudier plus en détails à l'échelle du laboratoire.

5.3 Prédiction de $n_p(z)$

5.3.1 Lien entre viscosité et diffusivité turbulente : le nombre de Schmidt turbulent (Sc_t)

Pour obtenir les profils de concentration en particules, l'équation d'advection-diffusion (5.7) est utilisée. Nous y avons notamment introduit $A_0(z)$, la diffusivité turbulente. Elle correspond à la capacité de la turbulence à diffuser, soit transporter, une quantité (des particules ici) en lien avec ses propriétés. Cependant $A_0(z)$ n'est pas accessible expérimentalement. En revanche, il est possible d'estimer une viscosité turbulente, $\nu_t(z)$, à partir de mesures expérimentales (Chapitre 4). Bien qu'homogène à une diffusivité (m^2/s), $\nu_t(z)$ correspond à la quantité de turbulence disponible pour agiter les particules. Mais quel lien existe-t-il entre $A_0(z)$ et $\nu_t(z)$?
Dans le cas particulier où la quantité transportée est un traceur (passif) de l'écoulement, $A_0(z) = \nu_t(z)$. Néanmoins, si la quantité transportée a une densité et / ou une taille différentes de celles du fluide, elle aura sa propre dynamique (Chapitre 1). Dans ce cas, $A_0(z)$ et $\nu_t(z)$ sont différentes et sont reliées entre elles par le nombre de Schmidt turbulent, Sc_t, tel que

$$A_0(z) = \frac{\nu_t(z)}{Sc_t}. \tag{5.13}$$

Le nombre de Schmidt turbulent est un paramètre de couplage entre la phase fluide et celle transportée. Il est défini dans la littérature comme $Sc_t = \nu_t/A_0$, une définition aussi bien reprise pour étudier le transport océanique (Umlauf & Burchard, 2003) que celui atmosphérique (Flesch *et al.*, 2002; Tominaga & Stathopoulos, 2007) ou encore des sédiments (Amoudry *et al.*, 2005; Chauchat, 2018). Nous remarquons au passage que dans notre cas, la définition du Sc_t ne nous est d'aucun secours pour estimer sa valeur, A_0 étant inconnue à ce stade.
Ce nombre, introduit au début des années 1960s (Goldman & Marchello, 1969), a d'abord été pris de l'ordre de l'unité. Il est rapidement devenu évident qu'il dépendait de la nature de l'écoulement et des propriétés de la phase transportée (Goldman & Marchello, 1969). Depuis les 20 dernières années, beaucoup d'efforts ont été faits pour tenter de prédire sa valeur en fonction des paramètres des deux phases. Par exemple, Tominaga & Stathopoulos (2007) proposent des valeurs de Sc_t comprises entre 0.2 et 1.3 pour différents écoulements en conditions atmosphériques (jets turbulents, courants de turbidité, dispersion d'un panache). Cette large dispersion a été vérifiée par des mesures de terrains sur le transport d'un pesticide par le vent (Flesch *et al.*, 2002). Nous remarquons que bien que le pesticide puisse être considéré comme un traceur, l'étude a révélé que $0.1 < Sc_t < 1.3$ avec en moyenne $Sc_t = 0.6$. Cette valeur inférieure à 1 pour des traceurs, pose la question de la validité de l'hypothèse $A_0(z) = \nu_t(z)$, c'est à dire $Sc_t = 1$. Une étude de laboratoire très récente sur la diffusion de rhodamine dans un écoulement turbulent a également retrouvé que Sc_t pouvait être différent

de 1 pour un traceur (Hitimana *et al.*, 2019). Les auteurs ont notamment mis en évidence une variation spatiale du nombre de Schmidt entre 0.1 et 1.2 (Hitimana *et al.*, 2019). Selon eux, cette variabilité dépend à la fois des structures locales de l'écoulement et du gradient local de concentration.
Des études plus spécifiques aux transports de particules inertielles (sédiments) ont montré que les propriétés des particules modifiaient aussi la valeur du Sc_t pour un écoulement donné. Par exemple, Son *et al.* (2016) ont observé que le Sc_t variait avec la taille des particules. Des variations locales du Sc_t ont également été observées. Certains auteurs les associent à la distance par rapport au lit de sédiments (Chauchat, 2018), alors que d'autres les relient plutôt à la concentration moyenne en particules (Amoudry *et al.*, 2005). Pour ce dernier aspect un modèle a été développé mais il est fortement dépendant d'une concentration critique, difficile à estimer pour les suspensions très diluées (Amoudry *et al.*, 2005).
Pour tenir compte à la fois de l'influence des propriétés de l'écoulement et de celles des particules, Absi *et al.* (2011) ont quant à eux proposé un modèle reliant Sc_t à un nombre de Stokes basé sur l'échelle intégrale et l'énergie cinétique turbulente. D'autres auteurs ont plutôt relié Sc_t au taux de cisaillement de l'écoulement sur le lit sédimentaire (Van Rijn, 1984; Toorman, 2008) [4].
Enfin, nous avons trouvé une seule étude estimant le nombre de Schmidt turbulent pour des sédiments dans une turbulence de grille oscillante (Buscombe & Conley, 2012). Les auteurs ont observé que le Sc_t était plus faible pour les sédiments grossiers (200 μm), ce qui est en accord avec la dépendance en taille mise en avant par Son *et al.* (2016). Les valeurs entre les deux études sont très différentes : Buscombe & Conley (2012) estiment que $2 < Sc_t < 7$ alors que Son *et al.* (2016) estiment que $0.25 < Sc_t < 2$. La nature différente de l'écoulement peu justifier ces écarts. Néanmoins la forte dispersion des données de Buscombe & Conley (2012) (de plusieurs ordres de grandeur sur A_0) peut aussi en être la raison.
En conclusion de ces études réalisées pour des traceurs ou des particules inertielles (sédiments inférieurs au millimètre), le nombre de Schmidt varie entre 0.1 et 7 selon le type d'écoulement et de particules. Comme le dit Gualtieri *et al.* (2017) dans une synthèse récente, ce nombre doit plutôt être vu comme un paramètre d'ajustement dont *"il est impossible d'identifier une valeur universelle"*. Pour ajouter une complexité au problème, Sc_t semble aussi varier localement, mais actuellement *"aucune tendance avec les paramètres affectant ou contrôlant cette variabilité n'a pu être établie"* (Gualtieri *et al.*, 2017). Nous retenons néanmoins de la littérature que si la taille des particules est grande par rapport aux échelles de l'écoulement, alors le nombre de Schmidt a tendance à diminuer (Absi *et al.*, 2011; Son *et al.*, 2016). Il en est de même si la concentration en particule est faible (Amoudry *et al.*, 2005).

5.3.2 Estimation du nombre de Schmidt turbulent

Au vue de la large plage de valeurs possibles du nombre de Schmidt turbulent et de la spécificité de ces dernières avec le cas considéré, il est délicat de prendre les valeurs et d'utiliser directement les modèles de la littérature. Cela est d'autant plus hasardeux que les particules (flottantes et grandes devant l'échelle de Kolmogorov) et l'écoulement que

4. Le taux de cisaillement est défini en transport sédimentaire comme le rapport entre la vitesse de sédimentation d'une particule dans un fluide au repos et celle de friction au niveau du lit sédimentaire.

nous considérons ont été très peu (voire pas du tout) étudiés avec cette approche. C'est pourquoi, nous avons opté pour une estimation de Sc_t à partir de $n_p(z)$ et $\nu_t(z)$ mesurés expérimentalement.
Après avoir vérifié que les particules n'impactaient pas l'écoulement (Annexe **A.5**.1), l'équation d'advection-diffusion (5.7) est résolue pour différentes valeurs de Sc_t, à $\nu_t(z)$ et W_b fixées. Les profils prédits par la théorie, $n_p^{th}(z, Sc_t)$, sont comparés à ceux mesurés expérimentalement, $n_p^{exp}(z)$, par le biais d'une erreur quadratique moyenne, $e\,(Sc_t)$, définie comme

$$e\,(Sc_t) = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N} \frac{\left(n_p^{th}(z_i, Sc_t) - n_p^{exp}(z_i)\right)^2}{n_p^{exp^2}(z_i)}, \tag{5.14}$$

avec N le nombre d'altitudes pour lesquelles une mesure expérimentale est disponible. Finalement nous avons identifié la valeur de Sc_t spécifique à notre cas comme celle permettant d'avoir la plus petite erreur quadratique. A titre d'exemple, Fig. 5.10(a) illustre, pour un forçage et une flottabilité donnés, l'évolution de e en fonction de Sc_t. Dans cet exemple, le nombre de Schmidt estimé vaut 0.02, une valeur que nous discutons dans la section suivante. Nous voyons Fig. 5.10(b) que ce critère sur l'erreur quadratique permet effectivement de calculer un profil de concentration très proche de celui mesuré expérimentalement.

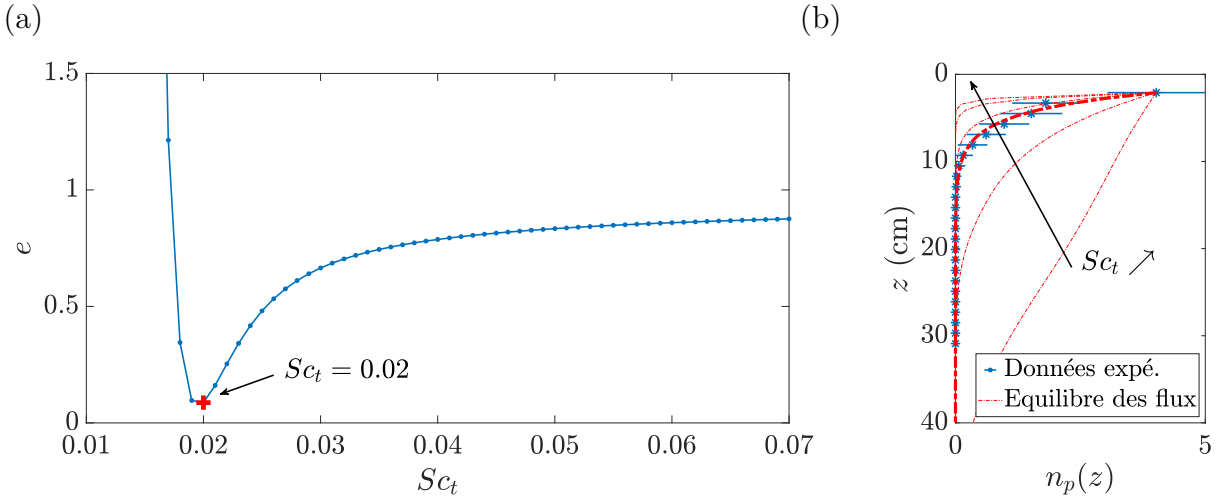


FIGURE 5.10 – Exemple pour $Re_g = 800$ et $Re_p = 108$ de (a) Evolution de l'erreur quadratique, e, en fonction du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t, et (b) Comparaison entre $n_p(z)$ mesuré expérimentalement (symboles bleus) et $n_p(z)$ obtenus pour $Sc_t = [0.001, 0.005, 0.015, 0.050, 0.090]$ (trait rouge). Le trait le plus épais correspond à $Sc_t = 0.02$.

Afin d'étudier l'influence du modèle de $\nu_t(z)$ sur le nombre de Schmidt turbulent, ce dernier a été estimé pour un même forçage mais avec différents modèles de $\nu_t(z)$ définis dans le Chapitre 4. Les figures 5.11(a-c) montrent, pour 3 forçages et deux flottabilités, des exemples de l'erreur quadratique obtenue en utilisant :

1. $\nu_t^{exp}(z)$, le profil de viscosité turbulente mesuré expérimentalement,
2. ν_t^M la modélisation de la viscosité turbulente par une loi en $z(\frac{z}{L_{\epsilon-k}} + 1)^{-5/2}$.

3. $\nu_t^S(z)$ la modélisation de la viscosité turbulente par une partie constante puis, à partir d'une certaine altitude, décroissante en $z^{-3/2}$.

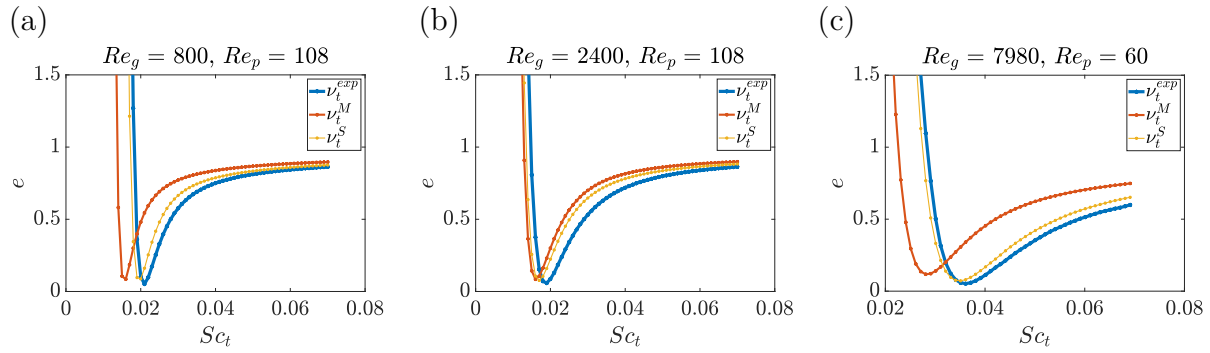


FIGURE 5.11 – Erreur quadratique en fonction du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t, pour (a) $Re_g = 800$ et $Re_p = 108$, (b) $Re_g = 2\,400$ et $Re_p = 108$ et (c) $Re_g = 7\,980$ et $Re_p = 60$. Pour chaque cas, e est calculée pour la viscosité turbulente mesurée expérimentalement, ν_t^{exp}, et 2 modélisations de cette dernière : ν_t^S et ν_t^M.

Quelque soit le profil $\nu_t(z)$ utilisé, $e(Sc_t)$ présente toujours un minimum très marqué vers une valeur sensiblement toujours la même. La dispersion obtenue nous a permis de quantifier l'incertitude sur le nombre de Schmidt turbulent.

5.3.3 Discussion autour du nombre de Schmidt turbulent

En appliquant la méthode présentée ci-dessous sur l'ensemble des expériences réalisées et traitées jusqu'à ce jour, l'évolution du nombre de Schmidt en fonction du forçage (Re_g) pour plusieurs flottabilités (Re_p) a été obtenue (Fig. 5.12). Sur Fig. 5.12(a), les symboles correspondent à une taille de particules (les " ∘ " pour les particules P6 et les " ■ " pour les particules P2) et le code couleur correspond à l'écart en densité entre les particules et le fluide (noir $\rho_* = 0.998$, cyan $\rho_* = 0.995$ et magenta $\rho_* = 0.990$). Des données n'ont pas encore été traitées pour compléter cette carte mais certaines conclusions peuvent déjà être tirées.
Premièrement, il semble, malgré une dispersion des points, que Sc_t soit indépendant du dispositif expérimental : des valeurs très similaires ayant été trouvées dans le dispositif de la grille 1 ($Re_p = 108$ et $Re_p = 162$) et dans celui de la grille 2 ($Re_p = 12$ et $Re_p = 60$).
Deuxièmement, le nombre de Schmidt turbulent semble indépendant du forçage avec des valeurs variant entre 0.016 et 0.037 pour $800 < Re_g < 7980$ sans qu'aucune tendance ne soit observable.
Néanmoins, les mesures n'ayant pas été réalisées dans le même dispositif expérimental, Re_g n'est pas le nombre de Reynolds le plus approprié pour caractériser l'intensité turbulente entre les deux dispositifs. En turbulence de grille oscillante l'énergie turbulente disponible dépend du débattement, de la fréquence *et* de la maille de la grille (Chapitre 4). Ainsi pour comparer les forçages de manière vraiment équivalente, le nombre de Reynolds $Re_M = f_g SM/\nu_f$, introduit plus tôt, est utilisé. La carte de la figure 5.12(b) est alors obtenue. Nous y retrouvons que le nombre de Schmmidt est indépendant du forçage.

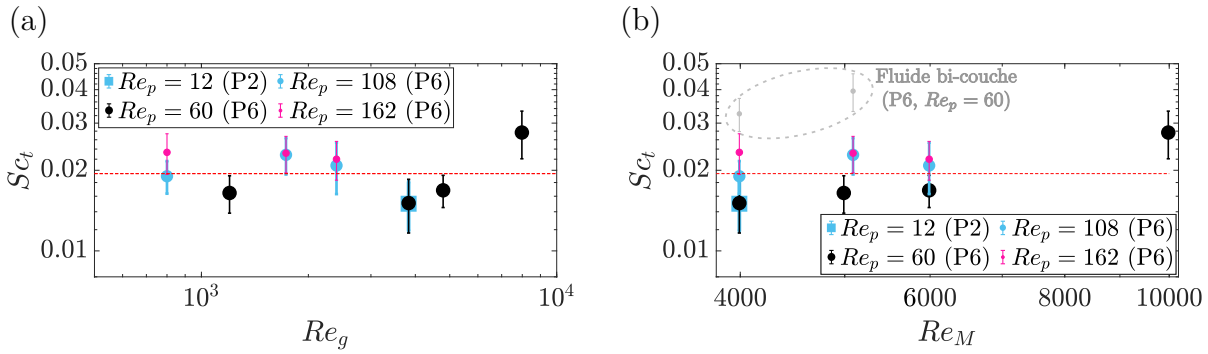


FIGURE 5.12 – Evolution du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t, en fonction du forçage de grille exprimé comme (a) Re_g et (b) Re_M, basé sur à la fois le forçage et la maille de la grille. La ligne pointillée rouge correspond à la valeur moyenne du Sc_t.

Sur la figure 5.12(b), les nombres de Schmidt turbulents estimés pour les forçages en fluide bi-couche ont été ajoutés. Dans ce cas, Sc_t est environ deux fois supérieur au cas en fluide homogène. Ces valeurs semblent indiquer, comme dans la littérature que Sc_t dépend de la nature de l'écoulement. Nous rappelons qu'en fluide bi-couche la turbulence est légèrement modifiée : la décroissance de la turbulence n'est plus observable et $\nu_t(z)$ est constant dans la couche de fluide léger où se trouvent les particules (Chapitre 4).
Enfin, le nombre de Schmidt turbulent semble aussi indépendant de la flottabilité. Pour mieux l'observer, il est tracé en fonction du nombre de Reynolds particulaire (Fig. 5.13). Malgré une légère augmentation de Sc_t avec l'écart en densité, sa valeur aux incertitudes près reste proche de la valeur moyenne (particules P6 sur Fig. 5.13). Lorsque la taille des particules diminue, Sc_t décroît très légèrement en accord avec la littérature (symboles cyans sur Fig. 5.13). Mais pour la gamme considérée, il semble qu'une unique valeur moyenne de Sc_t soit une bonne approximation pour l'ensemble des tailles (et flottabilités) rencontrées. Des données supplémentaires, associées aux particules P0, sont cependant à ajouter pour confirmer (ou infirmer) l'influence des effets de taille des particules, jouant aussi sur leur flottabilité.

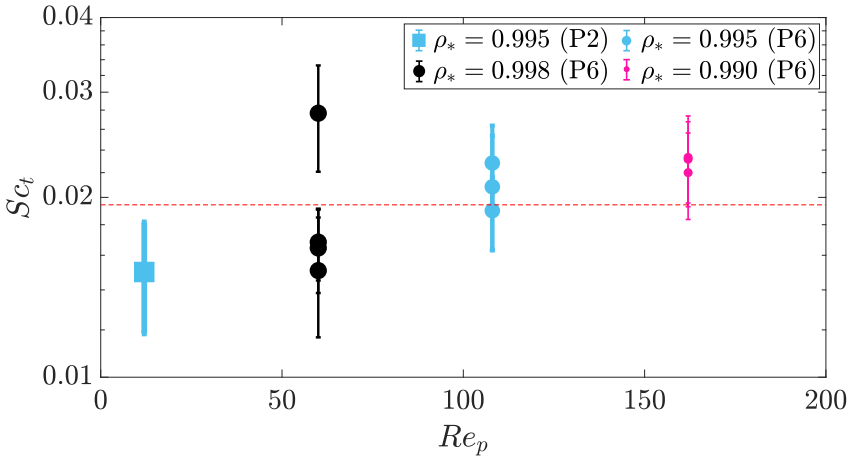


FIGURE 5.13 – Evolution du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t en fonction du nombre de Reynolds particulaire, Re_p. La ligne pointillée rouge correspond à la valeur moyenne du Sc_t.

Cependant si ces valeurs paraissent cohérentes entre elles, elles sont très différentes de celles disponibles dans la littérature en étant environ quarante fois plus petites que la valeur utilisée dans les modèles de transport sédimentaire en turbulence de grille oscillante ($Sc_t = 0.7$, Matsunaga *et al.* (1999) ou Michallet & Mory (2004)). Elles sont également très différentes de celles estimées par Buscombe & Conley (2012), dont les valeurs sont relativement grandes par rapport au reste de la littérature. A défaut de fournir une explication complète de ces écarts, nous mettons en avant des arguments pour expliquer et justifier nos valeurs.
Nous commençons par la comparaison entre l'étude de Buscombe & Conley (2012) et la notre qui diffèrent sur plusieurs points. Au vu de ce que nous avons observé expérimentalement pour ce type de forçages (fréquences modérées et forts débattements) et de leurs profils $\nu_t(z)$ presque constant avec z, il est possible que de très forts écoulements secondaires se soient développés dans leur cas. Ainsi la nature de l'écoulement entre les deux études pourrait être différente, ce qui expliquerait les écarts entre les nombres de Schmidt turbulents déduits. De plus, à Re_g équivalent [5] ($\approx$ 10 000), $\nu_t(z)$ estimée par Buscombe & Conley (2012) est 100 fois plus grande que dans notre étude. Il est donc aussi probable que les écarts sur Sc_t soient liés à d'une part leur estimation de $\nu_t(z)$ très forte par rapport à nous et d'autre part à leur forte dispersion sur $A_0(z)$ (de 2 ordres de grandeur). Mais les auteurs restant très évasifs sur la manière dont ils estiment $\nu_t(z)$ et n'ayant pas quantifié l'incertitude sur le Sc_t, il est difficile de conclure.
A défaut de plus d'informations sur ce cas pour nous permettre de discuter nos valeurs, nous nous appuyons sur la littérature disponible sur les traceurs (planctons, agent polluant...) et les particules inertielles (sédiments) dans laquelle des arguments plus consistants ont été trouvés.
Le premier porte sur le type des particules étudié qui est très différent de ceux considérés jusqu'à présent dans ce genre d'approche. Dans notre cas, les particules sont flottantes et relativement grosses devant les échelles de la turbulence ($1 < d_p/\eta < 10$, Table 2.2). De plus, la fraction volumique en particules dans cette thèse ($\phi_p = 10^{-4}$) est entre 10 et 1 000 fois plus faible que celles utilisées dans les études précédentes (Amoudry *et al.*, 2005; Son *et al.*, 2016; Chauchat, 2018). Nous sommes ainsi dans des configurations pour lesquelles Sc_t doit être faible (Amoudry *et al.*, 2005; Son *et al.*, 2016).
Un autre aspect sur la nature de l'écoulement semble aussi aller dans ce sens. Des études réalisées pour des écoulements cisaillés ont observé que Sc_t diminuait avec le taux de cisaillement (Van Rijn, 1984; Toorman, 2008). Les lois paramétriques proposées dans la littérature indiquent que $Sc_t \to 0$ lorsque le taux de cisaillement tend vers zéro. Or, Sc_t ne peut pas être nul, A_0 ne pouvant être infinie (Amoudry *et al.*, 2005). Le nombre de Schmidt turbulent doit donc tendre vers une valeur finie (possiblement proche de zéro) dans un écoulement non cisaillé. Bien que cette extrapolation soit un peu hasardeuse, elle va aussi dans le sens de nos valeurs singulières.
En conclusion, malgré des valeurs de Sc_t très différentes de celles disponibles dans la littérature, elles semblent cohérentes avec les tendances attendues dans une telle configuration.

5. Les dimensions de leur grille sont les mêmes que celles de la grille 2, les Re_g sont donc directement comparables.

5.4 Impact du modèle de $A_0(z)$ sur les profils de concentrations et l'estimation des concentrations globales

Nous avons montré grâce à nos expériences que le nombre de Schmidt turbulent était peu dépendant de l'intensité turbulente et de la flottabilité des particules (du moins dans la gamme de cette thèse). Une valeur moyenne de 0.019 ± 0.003 a notamment été identifiée, nous permettant d'estimer $A_0(z)$ pour des particules flottantes. A titre informatif, les diffusivités turbulentes estimées proche de la grille dans nos expériences sont analogues à celles mesurées à la surface de l'eau lors d'une campagne de mesure en 2015 de l'Organisation Non-Gouvernementale *Expédition* 7^e *Continent* dans le gyre de l'Atlantique Nord (Fig. 5.14).

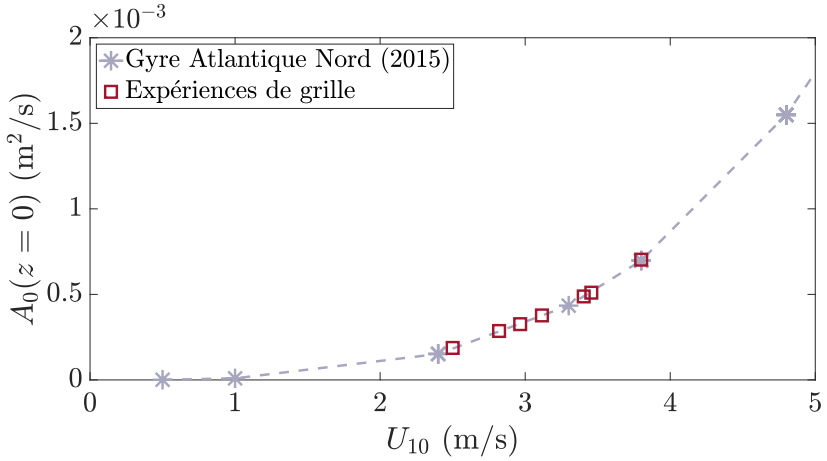


FIGURE 5.14 – Evolution de la diffusivité turbulente, $A_0(z = 0)$, à la surface de l'eau en fonction de la vitesse du vent mesurée à 10 m au dessus du niveau de la mer, U_{10}. Les étoiles bleues sont les A_0 mesurées dans le gyre de l'Atlantique nord et les carrés rouges sont celles estimées en turbulence de grille oscillante.

Comme mentionné plus haut, dans le cadre de la pollution plastique, il est classiquement admis que $A_0(z)$ est constante avec z. En résolvant l'équilibre des flux, soit eq. (5.7), avec cette hypothèse sur la diffusivité turbulente, on retrouve que $n_p(z)$ est de la forme

$$n_p(z) = n_p(z = 0)e^{-\frac{W_b}{A_0}z}. \tag{5.15}$$

C'est pour cela que les mesures en surface sont classiquement corrigées en supposant une forme exponentielle décroissante de $n_p(z)$ (Chapitre 3).
Or nous avons montré Chapitre 4 que la diffusivité turbulente pour une turbulence analogue à celle des vagues dépend de z. Plus précisément, elle décroît à mesure que l'on s'éloigne de la source turbulente (la grille dans nos expériences de laboratoire ou la surface libre dans l'océan). Nous avons notamment montré qu'il est possible de modéliser $A_0(z)$ par une première partie constante jusqu'à une certaine profondeur H_s, puis une décroissante en $z'^{-1.5}$ pour $z' > H_s$.
Quel impact cela a-t-il sur les profils de concentration et sur le nombre de plastiques total estimé dans la colonne d'eau (c'est à dire N_p^{tot}) ? Dans quel cas, modéliser $n_p(z)$ par une exponentielle décroissante est-il acceptable et dans quel cas ne l'est-il pas ?

Pour discuter cela, des suspensions de 3 types de particules sont considérées. La différence entre les trois se traduit par des flottabilités, soit W_b, différentes. Nous avons choisi $W_b = 1.8$ cm/s, $W_b = 0.21$ cm/s et $W_b = 0.026$ cm/s car elles sont respectivement de l'ordre de grandeur de W_b des plus grands micro-plastiques (≈ 5 mm), de celle de micro-plastiques à la frontière entre les grands et les petit micro-plastiques (≈ 1 mm) et de celle des petits micro-plastiques (< 1 mm) (Chapitre 3). Plus concrètement ces vitesses de flottabilité peuvent, par exemple, correspondre à des sphères dont $\rho_* = 0.995$ mais de diamètres respectifs de 6 mm, 1 mm et 0.1 mm.

5.4.1 A_0 constant versus $A_0(z)$

Pour discuter l'influence de la prise en compte de la décroissance de la turbulence de surface, nous avons fixé l'intensité proche de la surface. Elle correspond à une mer modérément agitée avec $U_{10} \approx 4$ m/s (Beaufort 3). Les profils $n_p(z)$ montrés à la Fig. 5.15(b) sont déduits de l'équilibre de flux en prenant tantôt $A_0(z)$ constante avec z et tantôt $A_0(z)$ variant avec z. Ce second modèle est basé sur le modèle de viscosité turbulente ν_t^S et le nombre de Schmidt turbulent. Nous y faisons donc référence comme $A_0(z) = f(\nu_t^S, Sc_t)$ dans la figure 5.15. La profondeur à partir de laquelle la turbulence décroît, H_s, est fixée arbitrairement à 20 cm sous la surface.

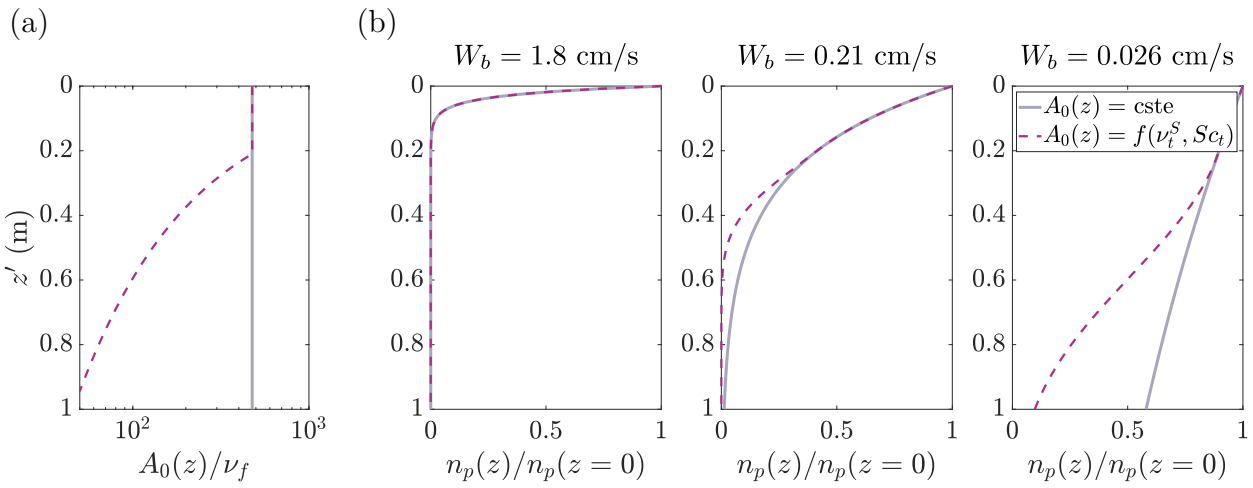


FIGURE 5.15 – (a) Profils issus des deux modèles de diffusivité turbulente, $A_0(z)$, correspondant à un Beaufort 3. Les profils sont normalisés par la viscosité du fluide, ν_f. (b) Profils de concentration en particules, $n_p(z)$, pour 3 types de particules aux vitesses de flottabilité, W_b, différentes. Le code couleur et le style des traits indiquent le modèle de $A_0(z)$ utilisé pour calculer $n_p(z)$.

Pour les particules de forte flottabilité ($W_b = 1.8$ cm/s), le modèle de $A_0(z)$ ne modifie ni l'allure de $n_p(z)$ ni la profondeur maximale atteinte par les particules. En effet, les particules restant dans le zone où $A_0(z)$ est constante, $n_p(z)$ est bien une exponentielle décroissante. Pour les particules avec $W_b = 0.21$ cm/s, à première vue l'approximation de $n_p(z)$ par une exponentielle décroissante n'est pas si éloignée du profil tenant compte de la décroissance de

la turbulence. Cela conduit tout de même à une sur-estimation de 20 % du nombre total de particules dans la colonne d'eau.
Enfin pour les particules de très faible flottabilité ($W_b = 0.026$ cm/s), ces dernières étant mélangées au-delà de la profondeur sur laquelle $A_0(z)$ est constante, $n_p(z)$ n'est plus une exponentielle décroissante. Le supposer conduit à une sur-estimation de la profondeur maximale atteinte par les particules d'un facteur 3 et à une sur-estimation de 39 % du nombre total de particules dans la colonne d'eau. A la différence des plus grands micro-plastiques, la modélisation de leur profil de concentration par une exponentielle décroissante n'est donc pas possible.

5.4.2 Impact de l'intensité turbulente

Comme nous l'avons discuté Chapitre 3, l'état de la mer, soit la valeur de $A_0(z = 0)$, conduit à un mélange plus ou moins fort des micro-plastiques dans la colonne d'eau. Dans ce même chapitre, nous avons préconisé un nouveau mode d'échantillonnage en profondeur pour les plus petits micro-plastiques. Ces derniers du fait de leur faible flottabilité sont très fortement mélangés dans la colonne d'eau et ce même lorsque la mer est calme. Dans certains cas, une mesure uniquement de surface ne permet pas d'avoir un échantillonnage représentatif de ces petits micro-plastiques.
Cependant cette préconisation a été faite en supposant $A_0(z)$ constante avec z. Est-ce toujours valable en considérant un modèle de $A_0(z)$ plus réaliste tenant compte de la décroissance de la turbulence ?
Pour discuter cela, nous considérons trois $A_0(z)$ avec $H_s = 20$ cm mais avec des intensités turbulentes différentes proche de la surface. Elles ont été choisies pour correspondre à un Beaufort 1, un Beaufort 3 et un Beaufort 4 (Fig. 5.16(a)), ce qui correspond à des vitesses U_{10} de respectivement 1.5 m/s, 4 m/s et 5.5 m/s.

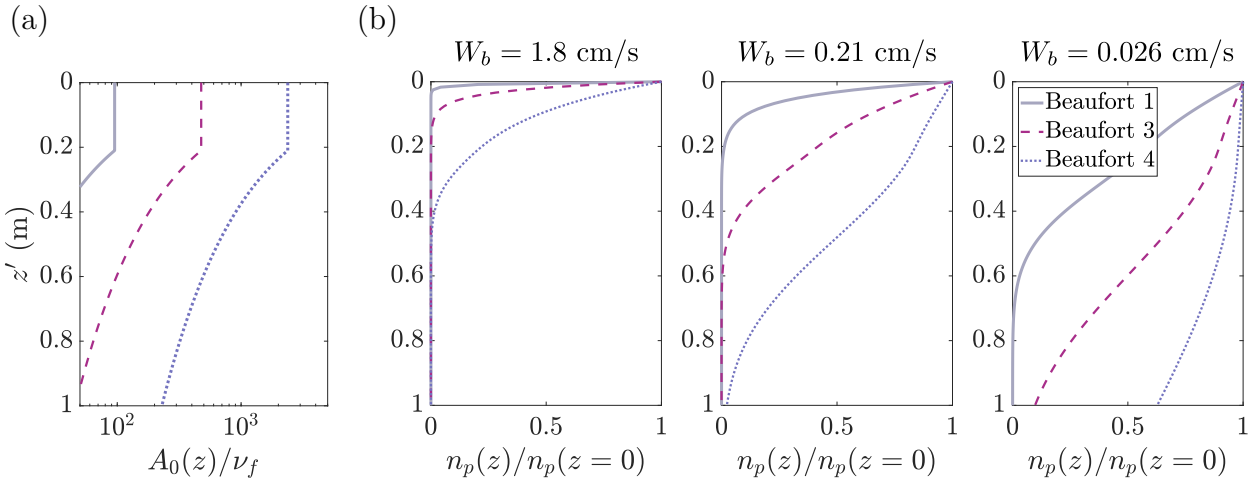


FIGURE 5.16 – (a) Profils de diffusivité turbulente, $A_0(z)$, d'intensité turbulente croissante. Les profils sont normalisés par la viscosité du fluide, ν_f. (b) Profils de concentration en particules, $n_p(z)$, pour 3 types de particules aux vitesses de flottabilité, W_b, différentes. Le code couleur et le style des traits indiquent le modèle de $A_0(z)$ utilisé pour calculer $n_p(z)$.

Nous retrouvons que pour les particules à la flottabilité la plus forte ($W_b = 1.8$ cm/s), $n_p(z)$ est bien une exponentielle décroissante. En effet, du fait de leur forte flottabilité, elles restent dans la zone où $A_0(z)$ est constante, même pour des mers relativement agitées (Beaufort 4). Nous retrouvons également, comme au Chapitre 3, que si la mer est calme ces particules sont toutes en surface.
Pour les particules avec $W_b = 0.21$ cm/s, les mêmes observations sont faîtes jusqu'à un Beaufort 3. Pour des mers plus agitées, les particules étant mélangées dans une zone où $A_0(z)$ varie avec z, modéliser $n_p(z)$ par une exponentielle décroissante n'est plus valable.
Enfin pour les particules avec $W_b = 0.026$ cm/s, nous retrouvons comme au Chapitre 3, qu'elles sont déjà distribuées dans la colonne d'eau même si la mer est faiblement agitée (Beaufort 1). La préconisation sur le mode d'échantillonnage en profondeur reste donc valable pour ces particules de très faible flottabilité. Néanmoins, ces dernières étant mélangées au-delà de la zone sur laquelle $A_0(z)$ est constante, la correction de leur concentration ne peut être faite en supposant que $n_p(z)$ est une exponentielle décroissante. Ceci conduit, par exemple, pour un Beaufort 1, à une sur-estimation du nombre total de plastiques de 22 %, un écart qui se creuse à mesure que l'intensité de la turbulence augmente.

5.4.3 Impact de la position de H_s

Au vu des conclusions précédentes, un modèle de $A_0(z)$ tenant compte de la décroissance de la turbulence semble important pour correctement estimer $n_p(z)$. Mais ce dernier a deux degrés de liberté : son intensité en surface et la position de H_s. L'influence de ce paramètre sur $n_p(z)$ est donc regardée en considérant pour un état de mer donné (Beaufort 3) trois profondeurs H_s. Elles sont fixées à 10, 20 et 50 cm et sont respectivement notées H_{S1}, H_{S2} et H_{S3} (Fig. 5.17).

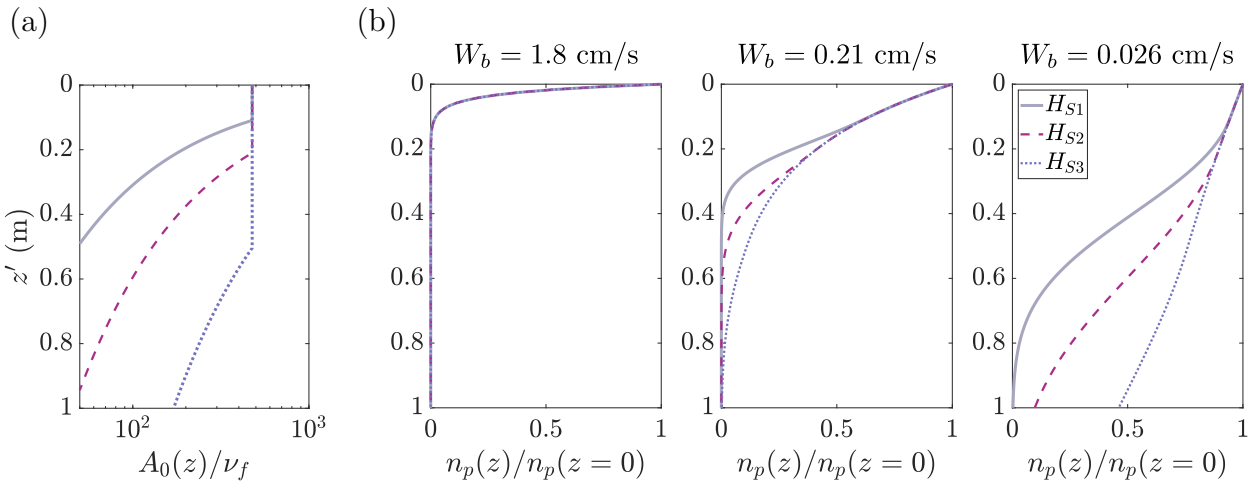


FIGURE 5.17 – (a) Profil de diffusivité turbulente, $A_0(z)$, avec des altitudes de coupures, H_{si} différentes, et une intensité turbulente correspondant à un Beaufort 3. Les profils sont normalisés par la viscosité du fluide, ν_f. (b) Profils de concentration en particules, $n_p(z)$, pour 3 types de particules aux vitesses de flottabilité, W_b, différentes. Le code couleur et le style des traits indiquent le modèle de $A_0(z)$ utilisé pour calculer $n_p(z)$.

Pour les particules dont $W_b = 1.8$ cm/s, il n'y a pas d'impact de ce paramètre. $n_p(z)$ est une exponentielle décroissante, les particules restant confinées dans la zone où $A_0(z)$ est constante.
Pour les particules dont $W_b = 0.21$ cm/s en revanche une différence entre les profils est observée. Si H_s est sur-estimée d'un facteur 5, cela peut conduire à une sur-estimation de 50 % du nombre de particules.
Cette observation est encore plus critique pour les particules de très faible flottabilité ($W_b = 0.026$ cm/s) pour lesquelles la sur-estimation d'un facteur 5 de H_S conduit à une sur-estimation d'environ 80 % du nombre de particules total dans la colonne d'eau. Ainsi l'estimation de H_s est capitale pour correctement prédire $n_p(z)$ et pour déduire des concentrations globales fiables.

5.4.4 Principales conclusions

En conclusion, la borne supérieure des grands micro-plastiques (soit d'environ 5 mm avec $W_b \approx 2$ cm/s) semble rester dans la zone où $A_0(z)$ est constante avec z. Le profil de concentration est bien une exponentielle décroissante. En revanche, les plus petits micro-plastiques et ceux de la borne inférieure des grands micro-plastiques (soit inférieurs à 2 mm avec $W_b < 0.2$ cm/s) sont mélangés plus profond. Leur profil de concentration n'est plus une exponentielle décroissante. Le supposer conduit à une sur-estimation du nombre total de plastiques dans la colonne d'eau, notamment lorsque la mer est agitée (Beaufort 4 et au delà). Pour correctement estimer $n_p(z)$ pour ces deux dernières catégories de micro-plastiques, et donc avoir une estimation de leur concentration corrigée fiable, un des paramètres clefs semble être la hauteur à partir de laquelle la turbulence commence à décroître. Des investigations sur la manière de la mesurer en pratique ou de l'estimer grâce à des modèles semblent donc un enjeu majeur.

5.5 Les limites du modèles

Grâce aux valeurs estimées du nombre de Schmidt turbulent, nous avons pu discuter la gamme de validité de l'hypothèse classiquement faite pour $A_0(z)$ et la forme de $n_p(z)$ qui en découle. Cela a notamment conduit à certaines recommandations pour les plus petits micro-plastiques. Néanmoins ces valeurs très atypiques nous interrogent. Nous avons essayé de les expliquer en revenant sur les hypothèses (faites pour le flux turbulent et pour la vitesse moyenne de remontée de la particule) ayant permis d'exprimer l'équilibre de flux de l'équation (5.5) sous la forme d'une équation d'advection diffusion (eq. (5.7)).

5.5.1 Le flux turbulent

Plus haut nous avons expliqué que le flux turbulent correspond à $\overline{n'_p(z)W'_p(z)}$. L'accès à ces grandeurs et plus spécifiquement à W'_p étant ardu, les scientifiques ont cherché à exprimer $\overline{n'_p(z)W'_p(z)}$ à partir d'autres grandeurs plus faciles à mesurer. Comme vu dans l'introduction de ce chapitre, cela a conduit à définir le flux turbulent sous la forme $-A_0(z)\frac{\mathrm{d}\overline{n_p(z)}}{\mathrm{d}z}$.

Dans la littérature nous n'avons vu aucune comparaison quantitative entre ces deux définitions du flux turbulent. Pour s'assurer que dans le cas de cette thèse l'approximation du flux turbulent par le produit d'une diffusivité et d'un gradient de concentration est valable, nous avons comparé les deux définitions (Fig. 5.18(a-b)). Cela a notamment été possible grâce aux mesures de PTV-4D qui ont permis de mesurer la vitesse des particules et donc de remonter à W'_p.

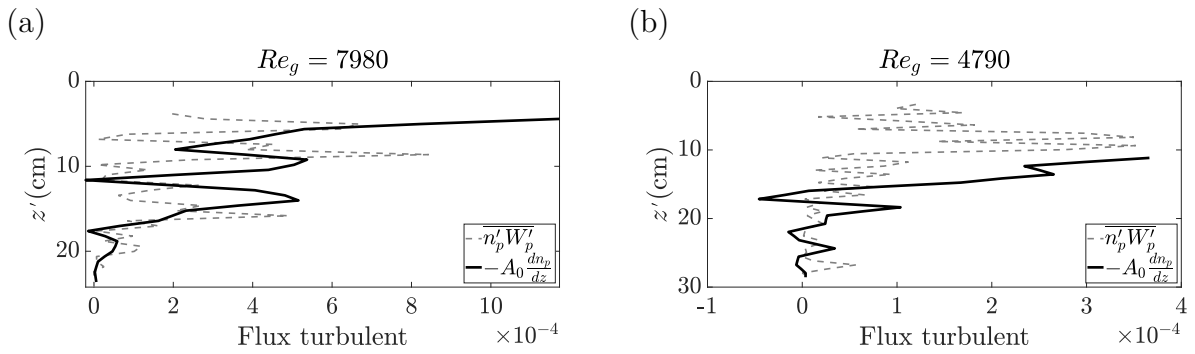


FIGURE 5.18 – Comparaison des deux définitions du flux turbulent pour 2 forçages de grille.

Malgré des mesures bruitées, les deux définitions donnent un flux turbulent du même ordre de grandeur. Ainsi, l'hypothèse sur le flux turbulent ne semble pas être à l'origine des valeurs singulières du nombre de Schmidt turbulent. Nous revenons donc sur la vitesse moyenne des particules pour tenter d'expliquer nos valeurs de Sc_t.

5.5.2 Le flux de flottabilité

Comme expliqué en introduction de ce Chapitre, il est communément supposé que la vitesse verticale moyenne des particules est égale à celle de remontée d'une particule isolée dans un fluide au repos. Or en s'intéressant à $\overline{W_p}(z)$, nous constatons que celle-ci est proche de zéro sur toute la hauteur de la colonne d'eau (Fig. 5.19).

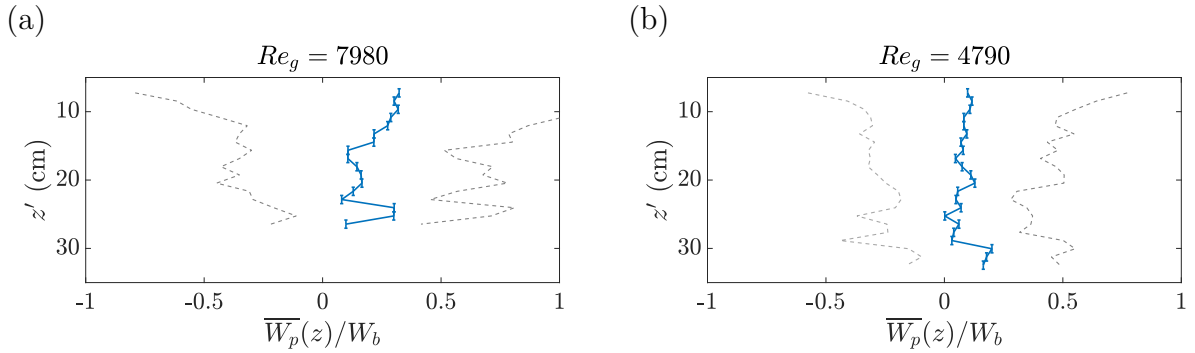


FIGURE 5.19 – Profil de la vitesse verticale moyenne, $\overline{W_p}(z)$, des particules P6 pour deux forçages de grille.

Ceci est cohérent car l'équilibre des flux implique qu'à une altitude donnée il y ait autant de particules qui montent que de particules qui descendent, autrement dit en moyenne, suivant l'horizontale, $\overline{W_p}(z_i)$ doit donc être nulle. Nous remarquons que $\overline{W_p}(z)$ est légèrement positive, notamment proche de la grille. Cela traduit un léger flux turbulent vers le bas que l'on retrouve sur la fonction de densité (pdf) de $W_p(t)$, cette dernière étant asymétrique avec une queue plus longue pour les vitesses positives (Fig. 5.20). A noter que la pdf de la vitesse des particules P6 pour $Re_g = 7980$ est légèrement différente des autres forçages. Cela pourrait expliquer la valeur de Sc_t associée à ce forçage plus élevé que pour les autres cas (Fig. 5.12). A noter que ces observations statistiques sont intéressantes pour des approches Lagrangiennes, comme nous l'abordons au Chapitre 6.

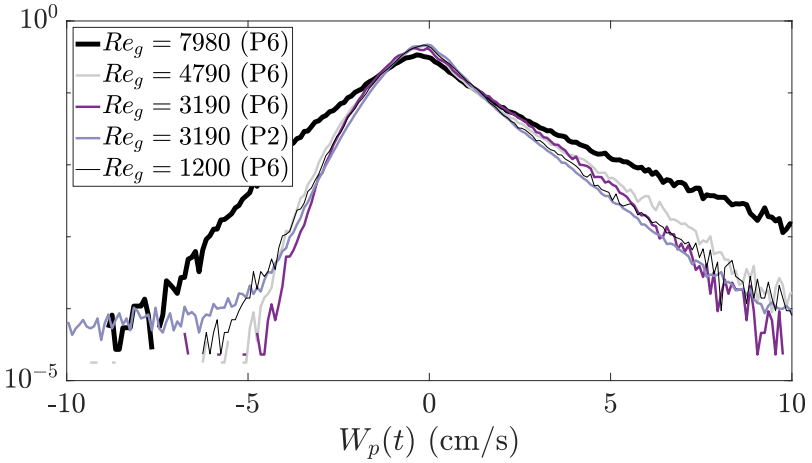


FIGURE 5.20 – Pdf de la vitesse verticale des particules, $W_p(t)$, des particules P2 et P6 pour plusieurs forçages de grille.

Pour ne s'intéresser qu'aux particules remontant, nous avons donc distingué les vitesses négatives (particules remontant) de celles positives (particules descendant). Elles sont par la suite respectivement référencées comme W_p^R (R pour remontée) et W_p^D (D pour descente). Malgré cette distinction, la vitesse de remontée des particules dans un fluide au repos n'est pas retrouvée (Fig.(5.21)(a-b)).
La vitesse de remontée est toujours inférieure à celle dans un fluide au repos (Fig. 5.21(a)). Cette diminution est aussi observée dans la littérature (Chapitre 1 (Section 1.5). Nous rappelons que Nielsen (1993) a observé que, pour $Rou(z) > 0.25$, W_p^R pouvait être 10 à 50 % plus faible que W_b. Plus récemment, Fornari *et al.* (2016*a*) ont mis en avant que cette diminution de W_b^R en turbulence homogène isotrope dépendait de la flottabilité des particules pour une intensité turbulente donnée. Plus précisément, ils ont montré que pour des nombres de Galilée faibles ($Ga_s \approx 20$, avec Ga_s le nombre de Galilée pour une sphère défini eq. (1.9)), $W_p^R/W_b \approx 45$ %.
Dans nos expériences, $\overline{Rou}(z) > 0.25$ est effectivement vérifié (Annexe **A.5**.1) et Ga_s vaut 45 pour les particules P6 et vaut 20 pour celles P2. Ainsi tout semble cohérent avec la littérature. Pour comparer quantitativement nos données, nous avons considéré la vitesse moyenne de remontée pour $z' > 2M$ (soit $z' > 15$ cm ici). Elle est notée W_* (Fig. 5.21(a)).

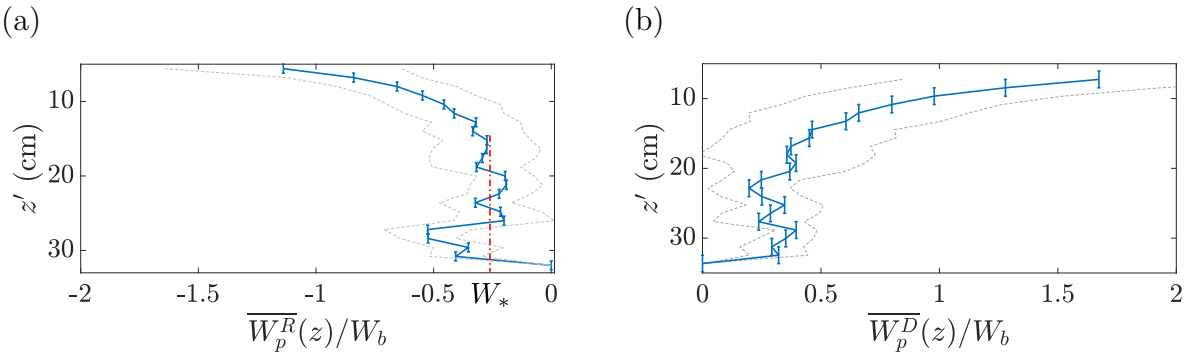


FIGURE 5.21 – (a) Profil de la vitesse moyenne de remontée des particules P6, normalisée par celle dans un fluide au repos, $W_b = 1$ cm/s. La ligne pointillée rouge montre la valeur moyenne de remontée loin de la grille, W_*. (b) Profil de la vitesse moyenne de descente des même particules. Pour cet exemple $Re_g = 4790$. Les lignes pointillées grises représentent la dispersion autour de la valeur moyenne (trait bleu).

En effet, nous savons qu'à cette distance de la grille, l'écoulement est quasiment homogène isotrope (Chapitre 4), ce qui nous rapproche du cas d'étude de Fornari *et al.* (2016*a*).
A la différence de Fornari *et al.* (2016*a*), nous ne retrouvons pas de dépendance avec Ga_s mais W_*/W_b est de l'ordre de ce que prévoit ces auteurs (Fig. 5.22). Dans leur étude, Fornari *et al.* (2016*a*) ont fait varier Ga_s tantôt en jouant sur la taille à ρ_* fixé tantôt en jouant sur ρ_* pour une taille donnée. Dans notre cas les deux sont simultanément modifiés. Les effets se compensent-ils pour conduire au même rapport W_*/W_b ? A titre informatif, la vitesse analogue à W_* mais pour les vitesses descendantes est de l'ordre de $0.36\,(\pm 0.11)\,W_b$ sur l'ensemble de nos cas.

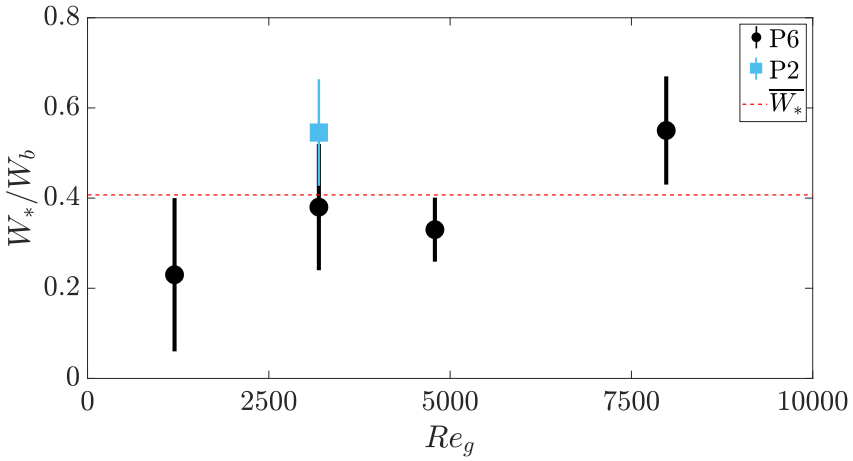


FIGURE 5.22 – Evolution de la vitesse moyenne de remontée, W_*, en fonction du forçage de grille, Re_g. La vitesse est normalisée par la vitesse de flottabilité d'un particule isolée dans un fluide au repos, W_b. La ligne pointillée rouge correspond à la valeur moyenne de W_*.

En appliquant la même démarche que décrite Sous-Section 5.3.2, mais en se basant sur W_*

au lieu de W_b, un nouveau nombre de Schmidt turbulent est déduit, Sc_t^*. Les valeurs trouvées en fonction de Re_g et de Re_M sont respectivement montrées Fig. 5.23(a) et Fig. 5.23(b).

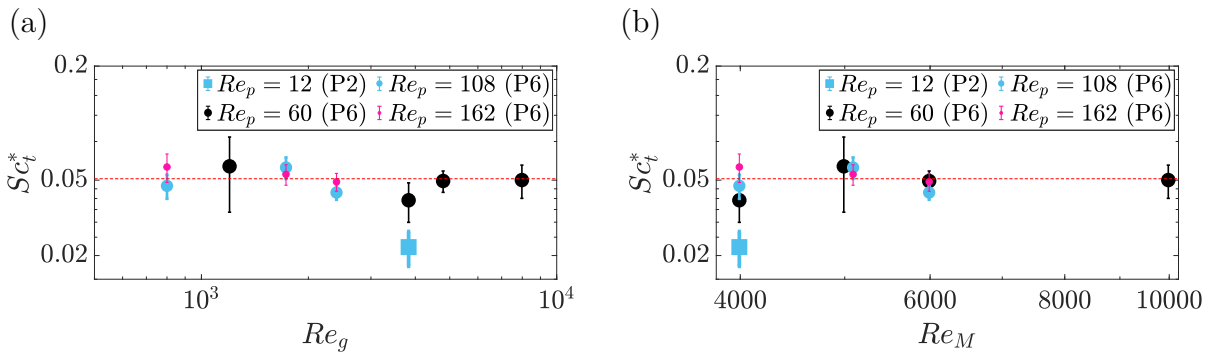


FIGURE 5.23 – Evolution du nombre de Schmitd turbulent, Sc_t^*, basé sur la vitesse W_* en fonction du forçage de la grille (a) Re_g et (b) Re_M. La ligne pointillée rouge correspond à la valeur moyenne de Sc_t^* pour les particules P6.

En prenant une vitesse de remontée plus réaliste des particules en turbulence, la dépendance avec la taille des particules est désormais clairement visible avec $Sc_t^* = 0.050$ pour les particules P6 et $Sc_t^* = 0.020$ pour celles P2. Cette tendance doit tout de même être vérifiée en augmentant le nombre de points pour les particules de plus petite taille. En revanche, Sc_t^* semble indépendant de l'écart en densité entre les particules et le fluide (Fig. 5.24).

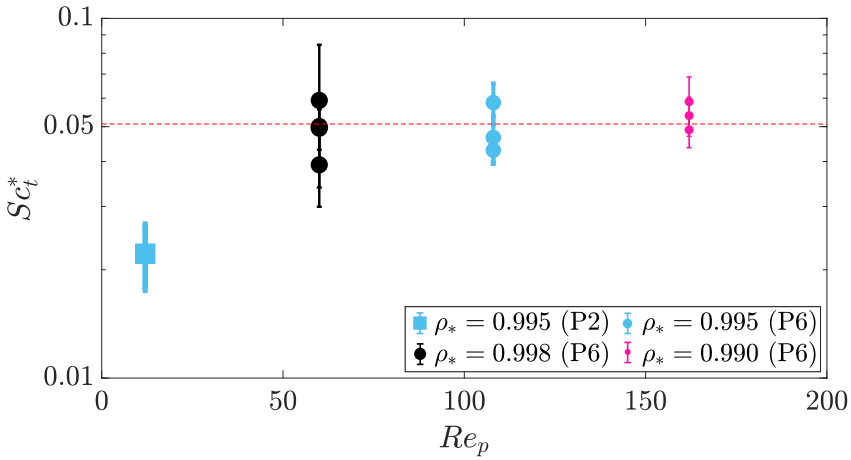


FIGURE 5.24 – Evolution du nombre de Schmidt turbulent, Sc_t^*, en fonction du nombre de Reynolds particulaire, Re_p. La ligne pointillée rouge correspond à la valeur moyenne de Sc_t^* pour les particules P6.

Ces valeurs restent encore très éloignées de celles disponibles dans la littérature. Au vue de cette étude, la question reste ouverte bien que nous ayons écarté les incertitudes liée à la modélisation du flux turbulent et de la vitesse de remontée des particules. Peut être la réponse est-elle dans les propriétés de ces dernières (grande taille devant η, faible flottabilité), leur concentration très faible ou le type d'écoulement ?

Chapitre 6

Conclusions

Dans cette thèse, nous avons étudié la distribution verticale de particules flottantes dans une turbulence de surface, grâce à des expériences de laboratoire. L'objectif était de mieux comprendre la distribution des micro-plastiques ($1 - 5$ mm) dans la colonne d'eau, lorsque ces derniers sont mélangés par le vent et les vagues déferlantes. Les micro-plastiques ont été modélisés par des particules flottantes aux géométries régulières (sphères et disques) et la turbulence générée par le vent et les vagues déferlantes a été reproduite grâce à un dispositif de grille oscillante. Cette étude a surtout été motivée pour :

1. Savoir où collecter les micro-plastiques lors des campagnes en mer et mettre en place des protocoles de mesures adaptés. Sont-ils tous en surface ou au contraire distribués dans la colonne d'eau ? Auquel cas jusqu'où ?
2. Mieux corriger les mesures de surface, en s'affranchissant des conditions météorologiques au moment de la mesure, dans l'optique de fournir des données uniformisées aux modèles océaniques grandes échelles et ainsi estimer des concentrations globales fiables. Serions-nous alors en mesure de mieux estimer le nombre total de plastiques ? Retrouverions-nous non pas 1 % mais 10, 20, 30 voire 99 % du plastique manquant jusqu'à présent ?

A noter que les deux se font écho. En effet, la correction des mesures ne peut être fiable sans un échantillonnage suffisamment représentatif.

Après ces trois années de thèse, que savons-nous de plus sur la distribution des micro-plastiques dans la colonne d'eau en fonction de l'état de la mer ?

Le transport des plastiques découle de l'équilibre entre le flux de flottabilité, tendant à faire remonter les micro-plastiques, et celui turbulent, les entraînant vers le bas. Il peut donc être formalisé par une unique équation d'advection-diffusion, à deux termes,

$$W_b\, n_p(z) - \underbrace{\frac{\nu_t(z)}{Sc_t}}_{A_0(z)} \frac{\mathrm{d}n_p(z)}{\mathrm{d}z} = 0, \tag{6.1}$$

avec $n_p(z)$ le profil vertical de concentration en particules, ce que l'on cherche, W_b la vitesse de remontée d'une particule isolée dans un fluide au repos, $\nu_t(z)$ la viscosité turbulente et Sc_t le nombre de Schmidt turbulent. Le rapport des deux dernières quantités est la diffusivité turbulente, $A_0(z)$, souvent supposée constante dans le cadre de la pollution plastique (Kukulka *et al.*, 2012; Enders *et al.*, 2015; Reisser *et al.*, 2015; Poulain *et al.*, 2019).
En lien avec l'eq. (6.1), la question *"comment se distribuent les micro-plastiques dans la colonne d'eau en fonction de l'état de la mer ?* peut être reformulée en *"quels sont les modèles de W_b, $\nu_t(z)$ et Sc_t à considérer pour décrire correctement $n_p(z)$?"*.
Associés à ces trois paramètres, W_b, $\nu_t(z)$ et Sc_t, les **principaux résultats scientifiques de cette thèse** sont :

1. **Un modèle de W_b permettant de tenir compte de l'ensemble des propriétés des micro-plastiques (densité, forme et taille)** (Chapitre 3). Devant la grande variété de formes et de densités de ces derniers, nous avons proposé un encadrement

de W_b pour chaque gamme de taille de micro-plastique. Les limites basse et haute de W_b sont basées sur deux géométries régulières (sphère et ellipsoïde) et l'encadrement de la densité du micro-plastique. Cela a permis de mettre en avant que la variabilité de W_b est majoritairement contrôlée par la forme et la taille des micro-plastiques ; l'incertitude sur leur densité jouant un rôle mineur.
En appliquant ce modèle à des données de terrain, nous avons montré que les petits micro-plastiques ($1 - 1000$ μm) seraient principalement distribués dans la colonne d'eau et seraient en bien plus grand nombre que ce que nous pensions jusqu'alors. Ceci a très récemment été vérifié dans le gyre de l'Atlantique Nord avec un échantillonnage sur 200 m de profondeur (Pabortsava & Lampitt, 2020). D'autres mesures de terrain suivant la verticale à différents endroits du globe doivent tout de même venir appuyer cette étude. J'ai eu l'opportunité de participer à une campagne en mer Méditerranée (Sept.-Oct. 2019) dont l'un des objectifs était celui-ci. Néanmoins par manque de temps les données de terrain n'ont pu être comparées à ce modèle.

2. **Un modèle de $\nu_t(z)$ pour une turbulence de grille oscillante** (Chapitre 4). Nous avons montré qu'en fluide homogène, $\nu_t(z)$ est constante jusqu'à une certaine altitude H_s à partir de laquelle la turbulence décroît en suivant une loi en $z^{-1.5}$. La hauteur H_s dépend du forçage et de la maille de la grille. En fluide bi-couche, $\nu_t(z)$ est constante dans toute la couche de mélange et tend vers celle du fluide au niveau de l'interface. Si pour des forçages modérés la paramétrisation en fluide homogène peut être appliquée, à forçage plus faible un écart d'environ 30 % sur l'amplitude prédite est observé. Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour améliorer ces prédictions.
Jusqu'à présent, la turbulence de grille oscillante a été surtout décrite en termes d'énergie cinétique turbulente et de taux de dissipation (Matsunaga *et al.*, 1999; Michallet & Mory, 2004). Après avoir retrouvé des résultats cohérents avec la littérature pour ces grandeurs, nous proposons une nouvelle approche pour décrire ce type d'écoulement grâce à $\nu_t(z)$. Elle a comme principal avantage d'être extrêmement générique. Il est donc possible de comparer notre étude à d'autres types d'écoulements impliquant ou non le transport d'une seconde phase (particules).

3. **Une valeur constante du nombre de Schmidt turbulent ($Sc_t = \mathbf{0.019 \pm 0.003}$) pour des particules flottantes** (Chapitre 5). Cette valeur interpelle car elle est entre 10 et 100 fois inférieure à celles trouvées pour les particules inertielles et les traceurs. Elle semble néanmoins en accord avec la diminution de Sc_t observée dans la littérature, pour des concentrations faibles en particules ou dans un écoulement faiblement cisaillé. A noter que notre valeur semble indépendante du dispositif expérimental, du forçage de la grille (intensité turbulente) et de la densité de la particule, du moins dans la gamme de paramètres étudiée dans cette thèse. Ces tendances et valeurs doivent néanmoins être vérifiées par des cas encore non traités de données PTV-4D pour les particules P2 et P0.
Nous soulignons que cette approche originale est la première étude, à notre connaissance, pour des particules faiblement inertielles ($\rho_* \approx 1$) et de taille finie ($d_p > \eta$) dans une turbulence anisotrope.

De ces trois principaux résultats, nous formulons quelques préconisations spécifiques à la pollution plastique, en lien avec les motivations présentées plus haut :

1. **Un échantillonnage suivant la profondeur pour les micro-plastiques les plus petits** (< 1 mm). Ces derniers du fait de leur faible flottabilité sont plus sujets au mélange vertical, même en cas de mer peu agitée (Beaufort 1). Une mesure uniquement de surface ne permet donc pas d'en collecter un nombre représentatif, augmentant l'incertitude des concentrations corrigées qui en découlent. En revanche, pour les grands micro-plastiques (> 1 mm), les échantillonnages en surface restent tout à fait acceptables jusqu'à des états de mers modérés (Beaufort 3).
2. **La prise en compte de la diversité des micro-plastiques collectés**. L'incertitude sur leur densité et surtout sur leur forme implique une incertitude de leur flottabilité, au travers de W_b. A défaut de pouvoir la mesurer précisément pour chaque micro-plastiques, un encadrement systématique de W_b peut être envisagé. Cela a pour avantage de fournir des barres d'incertitudes pour les concentrations corrigées. Il est alors possible de quantifier leur fiabilité, un enjeu majeur pour les estimations de concentrations globales.
3. **Le choix d'un modèle de diffusivité turbulente plus réaliste pour corriger les mesures de surface**. La supposer constante conduit à modéliser $n_p(z)$ par une exponentielle décroissante. Or les petits micro-plastiques, du fait de leur faible flottabilité, sont présents sous la zone sur laquelle $A_0(z)$ est effectivement constante. Afin d'éviter une sur-estimation de leur nombre total, nous recommandons donc de repartir de la définition de $A_0(z)$, à savoir $A_0(z) = \nu_t/Sc_t$, et de résoudre explicitement l'équilibre des flux (eq. (6.1)) au lieu d'imposer une forme à $n_p(z)$.

Mais cette thèse laisse aussi des choses en suspend et soulève de nouvelles questions. **La suite de ce travail peut prendre quatre orientations**. Deux sont en lien avec **l'extension de ces résultats à des modèles océaniques**. Les deux autres sont des améliorations de notre compréhension du transport vertical des micro-plastiques grâce à une **reproduction encore plus fidèle de cette pollution dans une expérience de laboratoire**. Bien que le travail encore à fournir soit assez conséquent, nous amorçons des pistes sur chaque aspect. Elles sont énoncées sans ordre de préférence ni de priorité.

Nos travaux ont permis de proposer un modèle Eulérien pour corriger des mesures de surface. Dans celui-ci la *soupe de micro-plastiques* est assimilée à une phase continue dont $n_p(z)$ est déduit de l'équilibre des flux. Si nous avons proposé un modèle pour la flottabilité (Chapitre 3), nous ne sommes pas allés jusqu'à corriger les mesures de terrain en se basant sur un modèle océanique de diffusivité turbulente variant avec z (modèle KPP ou de la *loi à la paroi* (Chapitre 1). Ce choix est volontaire. En effet, $A_0(z)$ est fortement dépendant de l'espèce transportée (au travers de Sc_t) et il n'a pas, à ce jour, été proposée de $A_0(z)$ pour des particules flottantes en turbulence océanique. **Mais comment appliquer notre approche aux modèles de correction des mesures de surface ?** Autrement dit **comment déduire**, de la littérature disponible pour modéliser $A_0(z)$ proche de la surface de l'océan, **une diffusivité turbulente réaliste pour les micro-plastiques ?**

Le modèle de Craig & Banner (1994), spécifique au déferlement des vagues, pourrait être utilisé. Dans celui-ci, les auteurs expriment explicitement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation. Il est donc possible de reconstruire une viscosité turbulente, $\nu_t(z)$, qui, pondérée de la valeur de Sc_t trouvée dans cette thèse, donnerait une diffusivité turbulente variant avec z mais spécifique à des particules flottantes. Ceci aurait permis de quantifier l'influence du modèle de $A_0(z)$ sur les concentrations de plastiques corrigées, N_{corr}. Mais par manque de temps, ce travail n'a pas abouti. Au vu de nos dernières observations Chapitre 5, nous pouvons néanmoins anticiper que N_{corr} va diminuer pour les plus petits plastiques (faible flottabilité).

Il serait aussi intéressant d'étendre notre approche à une estimation des concentrations globales. Cependant les outils actuels pour la modélisation globale de la pollution plastique sont basés sur une approche Lagrangienne. Chaque particule est suivie indépendamment au cours du temps. Ainsi ce n'est pas un profil de concentration en particules mais une probabilité de présence de la particule à une altitude, $P(n_p(z))$, qui entre en jeu. **Comment transposer notre approche à ces modèles d'estimation des concentrations globales ?** Récemment Wichmann *et al.* (2019) ont supposé, à défaut de plus d'information sur le sujet, que $P(n_p(z))$ s'exprimait comme $n_p(z_i)$ (une exponentielle décroissante dans leur étude). Or **peut-on réellement assimiler $n_p(z)$ à une probabilité de présence ?** Grâce aux données de PTV-4D, il est possible de calculer la fonction de densité pour chaque particules qui moyennée sur l'ensemble des trajectoires donne accès à $P(n_p(z))$ pour une suspension. Cette dernière est comparée au profil $n_p(z)$ normalisé par le nombre total de particules, N_p^{tot}, sur la figure 6.1(a).

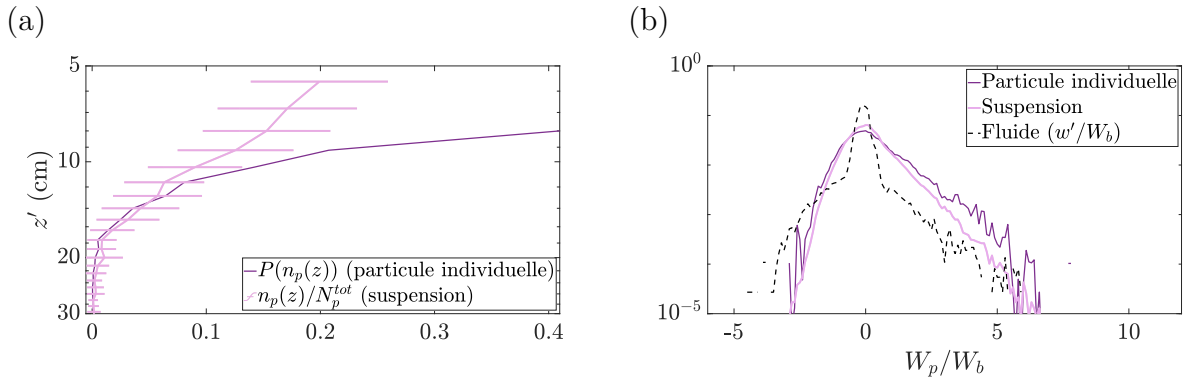


FIGURE 6.1 – (a) Probabilité de présence de chaque particule (P6) moyennée sur le nombre total de trajectoires (trait fin violet) et profil de concentration en particules de cette même suspension (trait épais rose pale) pour $Re_g = 3\ 190$. (b) Pdf des vitesses verticales, W_p, normalisée par celle dans un fluide au repos, W_b, associée à la suspension de la figure (a). Le trait pointillé correspond à la pdf de la vitesse verticale fluctuante du fluide.

Une décroissance monotone est aussi observable pour $P(n_p(z))$, cependant, quantitativement, cette dernière n'est pas identique à $n_p(z)/N_p^{tot}$ (Fig. 6.1(a)). S'il n'est pas possible d'assimiler $P(n_p(z))$ à $n_p(z)$, comment faire le lien entre deux ? L'allure de $P(n_p(z))$ peut donner envie d'utiliser aussi une équation d'advection-diffusion pour prédire cette probabilité de présence.

Si tel est le cas, le nombre de Schmidt turbulent identifié pour une suspension de particules est-il encore adapté ? Nous avons vu au Chapitre 5 que les hypothèses du modèle sont compliquées à vérifier. Ainsi, $P(n_p(z))$ seul ne suffit pas pour répondre à cette question ; il faut aussi s'intéresser à la dynamique des particules individuelles en utilisant par exemple la fonction de probabilité (pdf) de W_p. Si les formes de ces dernières pour plusieurs forçages et particules sont proches, des écarts apparaissent pour les hautes vitesses descendantes ($W_p > 0$) et la valeur moyenne (Fig. 6.1(b)). Ainsi, nos données indiquent des similitudes entre l'approche Eulérienne et celle Lagrangienne mais aussi des différences, une étude plus poussée est nécessaire pour les comprendre.
A titre indicatif, la fonction de densité de la vitesse fluctuante verticale du fluide est aussi indiquée sur la figure 6.1(b). Sa forme est très différente de celle des particules. Par manque de temps nous n'avons pu explorer plus cette piste, mais elle pourrait expliquer la valeur très singulière du nombre de Schmidt.

Dans l'optique de **se rapprocher de la réalité et reproduire plus fidèlement la pollution plastique océanique**, plusieurs modifications de nos expériences sont possibles. Dans cette thèse, nous avons étudié des particules certes flottantes mais sphériques, alors que les micro-plastiques sont de toutes les formes, et souvent anisotropes. La dynamique de ce type de particules est plus complexe. A cause de transitions de sillage survenant plus tôt et/ou de leur orientation préférentielle dans l'écoulement (Voth & Soldati, 2017), des interactions entre particules et une rétro-action sur le fluide surviennent plus facilement que pour des particules sphériques. **La modélisation des micro-plastiques par une suspension de particules anisotropes conduirait-elle à une description différente de leur dynamique ?**
A titre d'exemple, nous montrons deux disques isolés en turbulence de grille oscillante. Ils ont des natures de sillage différentes conduisant à des régimes de sédimentation dans un fluide au repos respectivement périodique ($Re_p = 245$) et stable ($Re_p = 80$) [1]. Le premier reste confiné proche de la grille alors que celui en régime stable va plus profond (Fig. 6.2(a)). Pour autant sa vitesse de remontée ($W_p < 0$ sur la figure 6.2(b)) est en moyenne plus faible que celle du disque dont $Re_p = 80$. Une modification de la traînée induite par le fluide sur la particule en serait-elle la raison ? Pour quantifier cela, l'orientation du disque, que nous n'avons pas eu le temps d'étudier, pourrait être regardée. Dans tous les cas, cela met en avant des subtilités qui pourront survenir dans l'étude de particules anisotropes, avec plus spécifiquement une dépendance avec Re_p non mise en avant pour une suspension de sphères. A noter que si cela impacte la dynamique de particules isolées nous pouvons nous attendre à ce que dans une suspension, ces effets associés à des sillages différents soient accentués (Uhlmann & Doychev, 2014; Huisman *et al.*, 2016).
Ainsi, dans le cas d'une suspension de particules anisotropes quelle est l'allure de $n_p(z)$? Les préconisations faites dans cette thèse peuvent-elles être étendues ? Ou encore qu'en est-il de la valeur du nombre de Schmidt turbulent ? Est-il identique, du même ordre de grandeur, ou drastiquement différent ?
De plus, qu'en est-il du lien entre profil de concentration et probabilité de présence pour des

1. Nous rappelons que le suivi de particules isolées (particules P6 et disques) a été réalisé dans le cadre du stage de dernière année du cycle d'ingénieur de Maxime FERNOUX

particules anisotropes ? En effet, l'assimilation de $P(n_p(z))$ à $n_p(z)$ pour ce type de particules est d'autant plus sujet à caution à cause des interactions fluide-particules et particules-particules plus susceptibles de survenir.

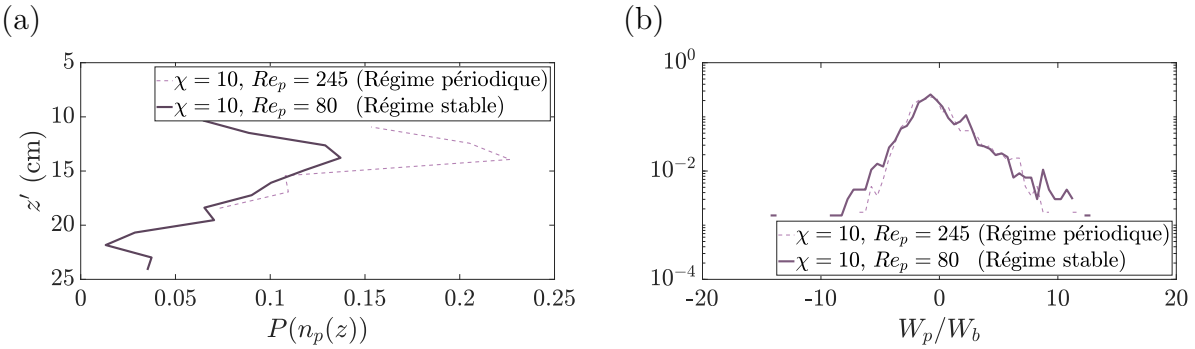


FIGURE 6.2 – (a) Probabilité de présence du disque, $P(n_p(z))$, pour deux disques isolée dans une turbulence de grille oscillante avec $Re_g = 7\,980$. Les disques ont des Reynolds particulaires tels que dans un fluide au repos leur régime de sédimentation est soit stable, soit périodique. (a) Pdf de la composante verticale de la vitesse, W_p, normalisée par celle dans un fluide au repos des deux disques isolés.

La modélisation plus réaliste de la pollution plastique ne concerne pas uniquement la forme des particules : **reproduire fidèlement l'environnement dans lequel baignent les micro-plastiques** est aussi important. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au mélange très proche de la surface induit par le vent et les vagues déferlantes. Or les plus petits pourraient être entraînés en-dessous de la zone où la turbulence est effectivement contrôlée par ce mécanisme (Chapitres 3 et 5). Ils se retrouveraient alors dans une turbulence non plus causées par le vent et les vagues déferlantes mais par des cellules de convection, celles de Langmuir ou des tourbillons submeso-échelles tels que les fronts (Chapitre 1). **Quel est le mécanisme de la turbulence océanique le plus susceptible de transporter les micro-plastiques après le vent et les vagues déferlantes ?**
Des études ont mis en avant que les cellules de Langmuir joueraient un rôle important pour correctement prédire $n_p(z)$ (Fig. 6.3(a)). Néanmoins, le mélange induit uniquement par ces deux rouleaux contra-rotatifs d'environ 100 m de diamètres n'est pas suffisant en cas de gros temps. Comme cela est illustré Fig. 6.3(b) pour deux particules de flottabilités différentes, le vent et les vagues déferlantes modifient sur les 20 premiers mètres les profils de concentrations. Le mélange de surface auquel sont soumis les micro-plastiques est donc induit par une combinaison des deux phénomènes : le vent et vagues déferlantes et les cellules de Langmuir. Dans une telle configuration le nombre de Schmidt turbulent identifié pour une turbulence du vent et des vagues déferlantes est-il toujours adapté ? Quel est le profil de $\nu_t(z)$ associé pour correctement estimer $A_0(z)$?
Nous rappelons que dans les modèles océaniques grandes échelles, chaque processus est modélisé par un terme source indépendant (Van Sebille *et al.*, 2015; Lebreton *et al.*, 2019). Ainsi à défaut d'étudier la distribution dans un écoulement reproduisant à la fois le vent et les vagues déferlantes et les cellule de Langmuir, il serait intéressant de se pencher sur

la **distribution verticale de particules évoluant dans un écoulement cohérent**. Les données acquises par PTV-4D des particules P0 pour lesquelles des cellules de recirculations sont visibles pourraient pas exemple être utilisées pour étudier cet aspect. Néanmoins en l'état, l'exploitation de ces données n'a pas été entreprise.

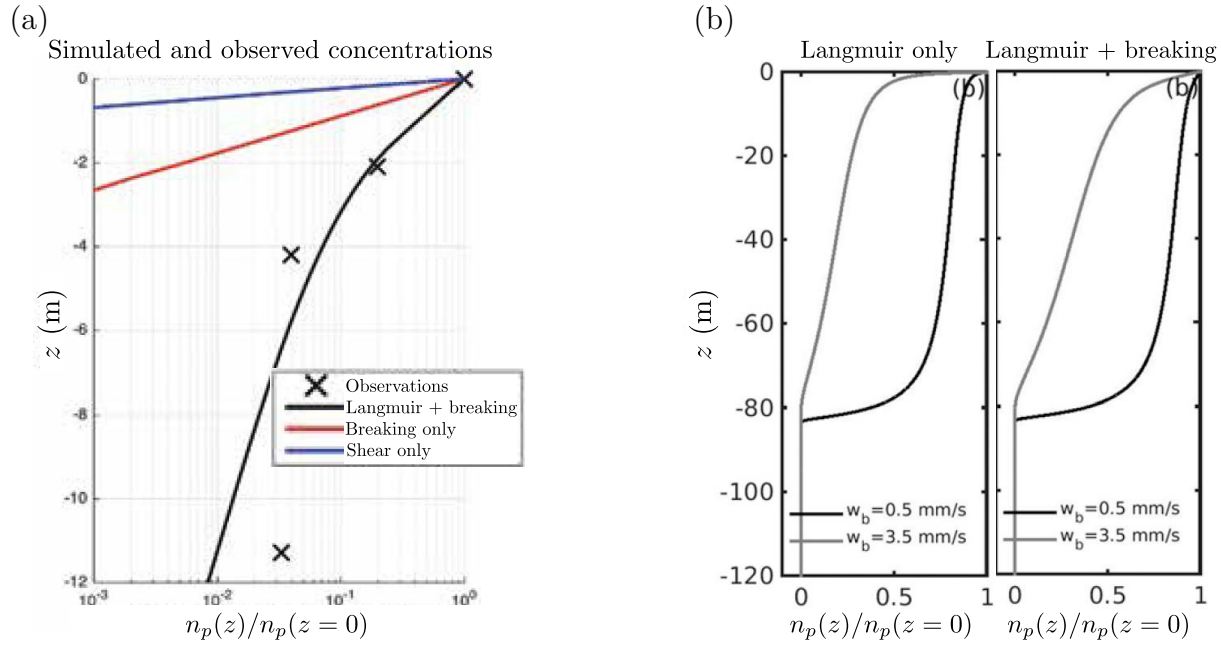


FIGURE 6.3 – (a) Profil de concentration, $n_p(z)$, des micro-plastiques observés ($\times$) et basés sur des simulations LES (lignes). Elles ont été faites en prenant en compte la turbulence de Langmuir, le vent et les vagues déferlantes (ligne noire), uniquement le vent et les vagues déferlantes (ligne rouge) et uniquement le cisaillement induit par le vent (ligne bleue). Figure adaptée de Kukulka & Law (2016). (b) $n_p(z)$ pour deux particules de flottabilités différentes en considérant un mélange uniquement induit par la turbulence de Langmuir et induit par cette dernière, le vent et les vagues déferlantes. Figure adaptée de Liang *et al.* (2018).

Enfin, je souhaiterais terminer cette thèse en abandonnant le "nous" au profit du "je" car ces trois années de travail synthétisées dans ce manuscrit sont aussi l'aboutissement d'un projet personnel mené depuis plusieurs années. Le souhait de faire de la recherche s'est manifesté chez moi dès la terminale. J'ai donc tout mis en œuvre dans mon parcours pour faire une thèse et comprendre ce monde particulier qu'est la recherche. Je ne me suis pas dirigée d'emblée vers la mécanique des fluides, une discipline dont j'ignorais au début l'existence. Ce choix s'est affiné au fil de ma formation académique par le biais de cours, de stages en laboratoire, d'un projet de recherche et de discussions avec des chercheurs et des enseignants-chercheurs que j'ai pu rencontrer.
J'ai entrepris ma thèse en étant, entre autre, avertie sur deux points : la certitude que je ne fournirai pas de réponse complète à mon sujet d'étude et l'importance d'échanger pour avoir du recul sur mon travail.

Pour prévenir ou du moins limiter toute frustration liée au premier point, je me suis systématiquement rappelée que je ne répondrai que partiellement à la question *"comment se distribuent les micro-plastiques dans la colonne d'eau ?"*. En terminant ce manuscrit je m'aperçois que je ne suis pas frustrée par un manque de réponse, je suis au contraire ravie de savoir que mon travail peut avoir une suite, que d'autres pourront en bénéficier en explorant les pistes de recherche proposées dans cette conclusion ou d'autres à découvrir. L'expression *"apporter sa pierre à l'édifice"* a donc pris tout son sens pour moi.
L'idée de n'échanger qu'avec des spécialistes du domaine, voire qu'avec ceux constituant l'équipe travaillant sur le projet, a beaucoup évolué. Je reste convaincue que discuter avec des experts de mon domaine est capital pour aborder les aspects très techniques, lever des verrous scientifiques et techniques, vérifier la qualité et la pertinence de l'approche scientifique et la remettre en question quand cela est nécessaire. Leur regard et leurs apports ont été essentiels et décisifs dans l'évolution de mon travail. Néanmoins je me suis aperçue que ce n'était pas suffisant pour construire un projet de recherche.
Très vite, j'ai été amenée à échanger avec des disciplines différentes (mécaniciens des fluides, chimistes, biologistes, océanographes). Si cela nécessite un effort d'adaptation et de gestion d'un flux d'information très dense, s'accompagnant parfois de frustrations, j'ai pu toucher du doigt l'interdisciplinarité et me faire ma propre idée sur ce sujet. Cette manière de conduire sa recherche fait relativement débat dans la communauté scientifique. Durant ma thèse, j'ai compris que je ne pourrai jamais tout faire moi même, par manque de temps, de goût et/ou de compétences. A titre d'exemple, la caractérisation physico-chimique des micro-plastiques, dont j'ai tenté de comprendre les grandes lignes, a été entièrement réalisée par Alexandra et son équipe de chimistes. Je l'ai directement utilisée pour décrire leur dynamique en tant que mécanicienne des fluides (Chapitre 3). Sans ce travail collaboratif, le Chapitre 3 n'aurait pas pu être écrit. Mais ces échanges avec différentes communautés m'ont surtout permis de comprendre que, moyennant un effort pédagogique, la confrontation de différents champs de recherche et de leurs problématiques respectives peuvent faire mûrir des idées, qui sans cela, n'auraient jamais vu le jour. Dans ma thèse, par exemple, la projection de mon approche à des modèles océaniques n'aurait pas envisagé sans des échanges répétés avec des océanographes. Je ne prône pas de toucher un peu à tout sans aller au fond des choses, mais plutôt de mettre en commun des expertises qui initialement n'auraient pas forcément interagi. C'est ainsi que j'envisage ma carrière de chercheuse et la construction de mon projet de recherche, pour l'inscrire dans un contexte global. Continuer dans la voie académique, malgré les difficultés que cela représente, était une envie à mes 18 ans ; c'est aujourd'hui plus qu'un souhait, une certitude.

Annexes

Sommaire

A.1 Annexes Chapitre 1 i

A.1.1 Densités des matériaux plastiques commerciaux et exemples d'utilisation i

A.1.2 Carte des transitions de sillages d'une particule sphérique en fonction de ρ_* dans un fluide au repos iii

A.2 Annexes Chapitre 2 iv

A.2.1 Seuil de mise en suspension et profondeur maximale atteinte des particules iv

A.2.2 Modes propres du dispositif de la grille 1 viii

A.2.3 Enjeux du calcul des trajectoires des particules et outils mis en place pour y répondre x

A.2.4 Variation de la densité et de l'indice de réfraction avec la température xv

A.2.5 Calibration de la sonde de conductivité-température xvi

A.2.6 Caractérisation du mélange xviii

A.3 Annexes Chapitre 3 xxi

A.3.1 Net tow information xxi

A.3.2 Geometrical description of collected plastic samples xxii

A.3.3 Influence of the significant wave height model xxiv

A.3.4 Drag model xxv

A.3.5 Size distribution xxvi

A.4 Annexes Chapitre 4 (Partie tronquée de l'article en cours de rédaction) xxvii

A.4.1 Mixing xxvii

A.4.2 Conclusions xxxii

A.4.3 Depth profiles of turbulent quantities in homogeneous fluid for an other Reynolds number xxxiii

A.5 Annexes Chapitre 5 xxxvi

A.5.1 Impact des particules sur la turbulence xxxvi

A.1 Annexes Chapitre 1

A.1.1 Densités des matériaux plastiques commerciaux et exemples d'utilisation

Malgré leur grande diversité, il est possible de les regrouper en deux catégories : les thermoplastiques et les thermodurcissables (Table S1).
Bien que les deux catégories aient la particularité de se ramollir sous l'effet de la chaleur et de se durcir à nouveau à température plus faible, ce phénomène est réversible pour les thermoplastiques. En effet, ils sont constitués de chaines linéaires, reliées par des liaisons faibles (liaisons hydrogènes ou dipôle-dipôle). Celles-ci sont brisées par la chaleur, permettant ainsi aux chaines de glisser les unes par rapport aux autres. Le matériau prend une nouvelle forme qu'il conserve lorsque la température refroidit et que les liaisons se reforment. Les thermoplastiques sont donc facilement recyclables. L'un des principaux thermoplastiques est le polyéthylène (PE), qui existe sous deux formes : basse et haute densité. Le premier est utilisé pour des produits souples tels que les sacs alimentaires et poubelles, les films d'étanchéité ou les tubes de produits cosmétiques. Le second est utilisé pour les produits plus rigides tels que les bouteilles, les containers poubelles, les tuyaux, les jouets, les saladiers et autres récipients alimentaires. Le second thermoplastique le plus fréquent autour de nous est le polychlorure de vinyle (PVC). En fonction de sa composition chimique il peut être souple ou rigide. Le premier est utilisé dans la maroquinerie pour les imitations de cuir ou encore pour les coques protectrices d'outils et accessoires. Le PVC rigide est quant à lui plutôt utilisé pour les canalisations ou le mobilier. D'autres exemples de thermoplastiques sont présentés Table S1.
La seconde catégorie de matériaux plastiques, que sont les thermodurcissables, a la particularité de prendre une forme définitive au premier refroidissement. En effet, ces polymères sont constitués de chaines reliées entre elles par des liaisons fortes et tridimensionnelles (liaisons covalentes). A haute température celles-ci ne se cassent pas pour permettre aux chaines de glisser les unes par rapport aux autres mais, au contraire, se renforcent. Ainsi, leur recyclage est plus difficile que pour les thermoplastiques, la réversibilité de leur forme étant impossible. Globalement la densité des thermodurcissables est plus élevée que les thermoplastiques (Table S1). Parmi les plus connus, on compte les polyamides (PA), plus couramment appelés Nylon, ou le polyester (UP) ; tous deux très répandus dans l'industrie textile. Cette catégorie regroupe aussi les résines comme celles époxy (EP). D'autres exemples de thermodurcissables sont présentés Table S1.

Matériau	Densité (-)	Exemples d'utilisation du matériau
Polychlorure de Vinyle (PVC)	1.38	Canalisations, enseignes publicitaires, menuiseries (portes et fenêtres), revêtements sol et muraux ...
Polyéthylène basse densité (LWPE)	$0.85 - 0.93$	Câblerie, emballages alimentaires, film d'étanchéité, sacs souples, tubes de produits cosmétiques, tuyaux...
Polyéthylène haute densité (HDPE)	$0.94 - 0.98$	Bac poubelle, bouteilles, jouets, récipients alimentaires, saladier, tuyaux...
Polyéthylène téréphtalate (PET)	$1.35 - 1.44$	Bouteilles d'eau
Polyméthacrylate de méthyle (PMMA)	1.18	Cabines de douches, couveuses, fibre optique, hublots d'avion, mobilier design, lentilles optiques, prothèses dentaires, signalétique urbaine...
Polystyrène (PS)	$1.04 - 1.06$	Boîtier de CDs, couverts et verres en plastique, isolation thermique, pots de yaourt, protection d'objets fragiles...
Polycarbonate (PC)	1.20	Automobiles (feux arrières et clignotants), CDs, prothèses médicales, vitrages des guichets anti-balles...
Acrylonitrile butadiène styrène (ABS)	$1.04 - 1.06$	Briques *LEGO*, carrosserie de voiture, impression 3D, mobilier de salle de bain, planche de découpe, valises...
Polypropylène (PP)	$0.85 - 0.92$	Automobiles (pare-chocs, tableaux de bords), emballages à l'aspect brillant, ustensiles passant au lave-vaisselle...
Polyamides (PA) 6.6 (ou Nylon)	$1.12 - 1.16$	Engrenages, écrous, tapis, textile (Chaussettes, collants, justaucorps, jupes, pulls, tenues de sport...)
Phénoplastes (PF) (ou Bakélite)	1.27	Mobilier, pignons d'engrenages, plaques de revêtement, poignets de casseroles, poulies...
Polyester (UP)	$1.3 - 1.4$	Géotextiles, isolation, résines d'étanchéité, textile (maillots de bain, tenues de sport...)
Polyuréthane (PUR)	$0.018 - 1.7$	Mousses de matelas, patins à roulettes, résines de préparation de pièces moulées (figurines, morceaux de jouets, boîtiers...)
Epoxy (EP)	X	Colles et peintures, matériaux composites (matrices epoxyde avec renforts en fibres de verres ou de carbone)

Table S1 – Densités et exemples d'objets pour les principaux plastiques utilisés dans l'industrie. Ils sont classés suivant leur appartenance aux thermoplastiques ou aux thermodurcissables.

A.1.2 Carte des transitions de sillages d'une particule sphérique en fonction de ρ_* dans un fluide au repos

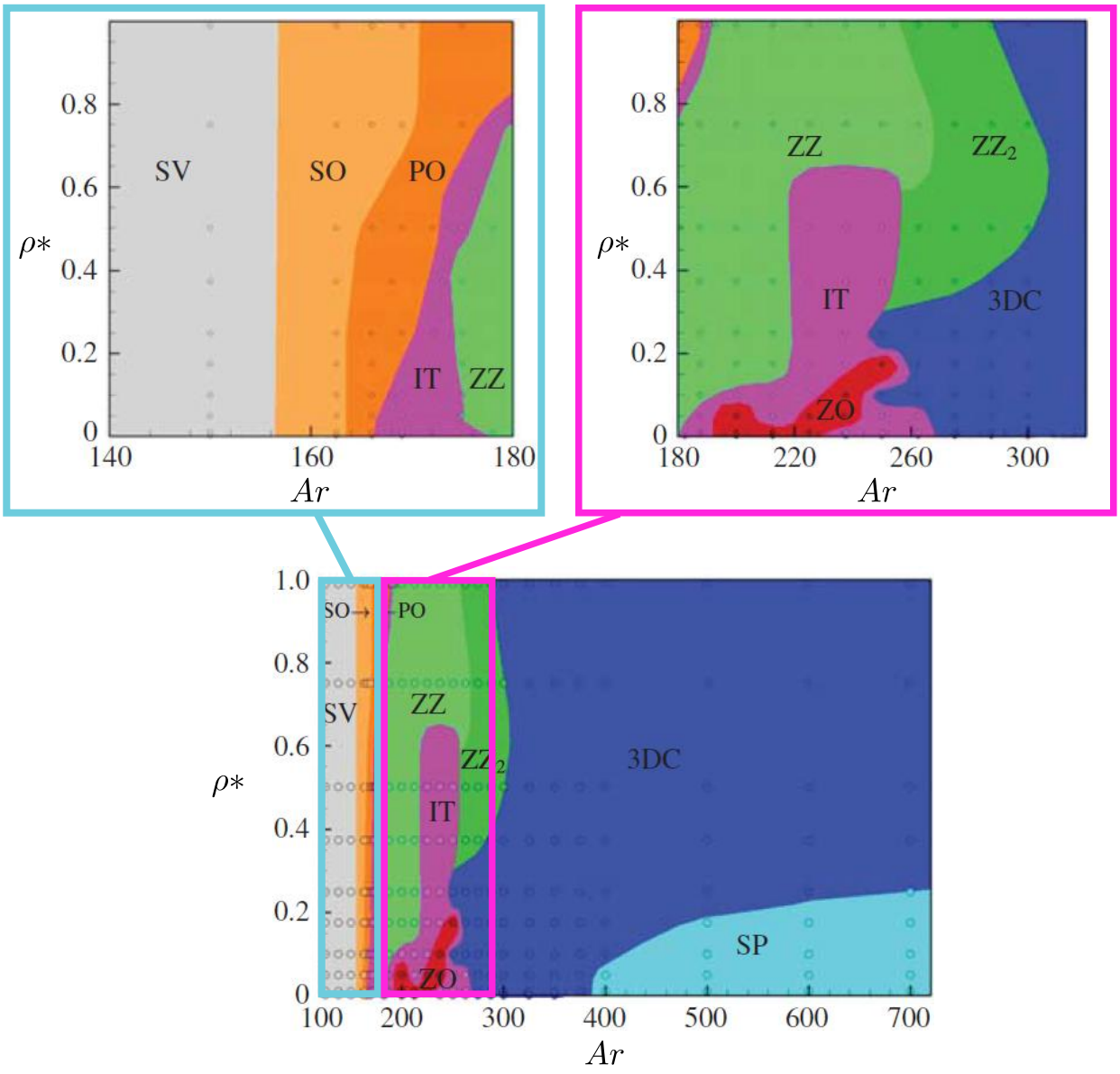


Figure S1 – Carte des transition de sillage d'une sphère remontant dans un fluide. SV : Steady Vertical, SO : Steady Oblique, PO : Periodic Oblique, IT : Intermitent, ZZ : Zig-Zag, ZZ_2 : small ampltidute Zig-Zag, ZO : Zig-Zag Oblique, 3DC : Tree Dimensional Chaotic, SP : Spiraling. Figure adaptée de Auguste & Magnaudet (2018).

A.2 Annexes Chapitre 2

A.2.1 Seuil de mise en suspension et profondeur maximale atteinte des particules

A l'image des micro-plastiques dans nos océans et nos mers mélangés dans la colonne d'eau à cause du vent et des vagues déferlantes en surface, les particules utilisées dans cette thèse flottaient initialement à la surface fluide ($\rho_* < 1$) et étaient mises en suspension lorsque la grille oscillante était actionnée. Cependant, pour parvenir à mettre et à maintenir les particules en suspension dans le volume, l'agitation mécanique devait être suffisamment élevée. Ce sont principalement le débattement, S, et la fréquence, f_g, des vibrations de la grille qui contrôlent ce seuil, ainsi que la position moyenne ou haute de la grille par rapport à l'interface.
Par manque de temps nous n'avons pas pu proposer une estimation de cette force d'arrachement pour mettre en suspension les particules en fonction des paramètres de grille, des particules et du fluide. Cependant, nous développons une piste possible pour y parvenir. Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître les forces s'exerçant sur les particules lorsque la grille n'est pas activée. Cela revient à faire un bilan des forces en statique. En considérant chaque particule comme isolée à la surface libre, nous pouvons écrire ce dernier comme :

$$0 = \mathbf{B} + \mathbf{F}_\sigma - \mathbf{P}, \tag{S1}$$

avec $\mathbf{B}$ la force de flottabilité, $\mathbf{F}_\sigma$ la force capillaire et $\mathbf{P} = \rho_p V_p \mathbf{g}$ le poids de la particule. Le challenge repose sur l'expression de $\mathbf{B}$ et $\mathbf{F}_\sigma$. Lee & Kim (2011) proposent une approche empirique pour estimer B et $\mathbf{F}_\sigma$ s'exerçant sur une particule sphérique sédimentant à travers un interface air-liquide. Leur approche est basée sur une modification de la loi de Stokes, vraie uniquement pour une sphère totalement immergée. Pierson & Magnaudet (2018) ont récemment proposé une amélioration du modèle de Lee & Kim (2011) pour une particule sphérique sédimentant à travers un interface liquide-liquide. Ces auteurs proposent une estimation de B en fonction des caractéristiques des fluides et de la particule, du nombre de Bond (comparant $\mathbf{B}$ par et $\mathbf{F}_\sigma$) et de l'angle d'immersion ψ (si $\psi = 0$, la particule est totalement immergée dans le fluide du dessous, soit l'eau dans cette thèse. Au contraire si $\psi = \pi$, la particule est totalement immergée dans le fluide du dessus, soit l'air dans cette thèse). Néanmoins, si nous pouvons utiliser leur formulation pour B, nous ne pouvons l'utiliser pour $\mathbf{F}_\sigma$. En effet, dans cette thèse, la particule n'est pas entièrement mouillante, $\mathbf{F}_\sigma$ dépend donc des tensions de surface air-liquide, air-particule et liquide-particule (Lee & Kim, 2011). Plus spécifiquement, $\mathbf{F}_\sigma$ dépend de l'angle de contact au niveau de la ligne triple (Lee & Kim, 2011), une information à laquelle nous n'avions pas accès.
Si nous y avions eu accès (de même qu'à l'angle ψ) nous aurions pu déduire les forces dans le cas statique. En faisant la différence entre le cas statique et celui totalement immergé ($\psi = 0$), nous aurions ainsi eu une estimation de la force d'arrachement à fournir pour détacher les particules de la surface. L'objectif aurait ensuite été de faire le lien avec les paramètres de forçage, soit S et f_g, grâce à un bilan d'énergie. A défaut d'aboutir à une estimation de la force d'arrachement, une étude des paramètres expérimentaux impactant le seuil de mise en suspension a été réalisée.

Le problème de mise en suspension dans un dispositif de grille oscillante pour des suspensions denses de sédiments ($\phi_p \approx 0.2$) a été étudié par Huppert *et al.* (1995). Ces derniers ont observé deux fréquences caractéristiques pour une valeur de S donnée. La première permet d'arracher quelques particules du lit sédimentaire mais sans parvenir à les maintenir en suspension. Autrement dit, lorsque $t \to \infty$ les particules sédimentent et plus aucune n'est dans le volume. La seconde fréquence identifiée par les auteurs est celle à partir de laquelle les particules peuvent être maintenues en suspension sur un temps très long ($t \to \infty$).
A la différence de Huppert *et al.* (1995), nous avons étudié ce seuil de mise en suspension en faisant varier S sur une gamme de fréquences. Pour chacune, le débattement seuil, S_{seuil}, est défini comme le débattement de la grille à partir duquel les particules restent en suspension (Fig.S2(a)).

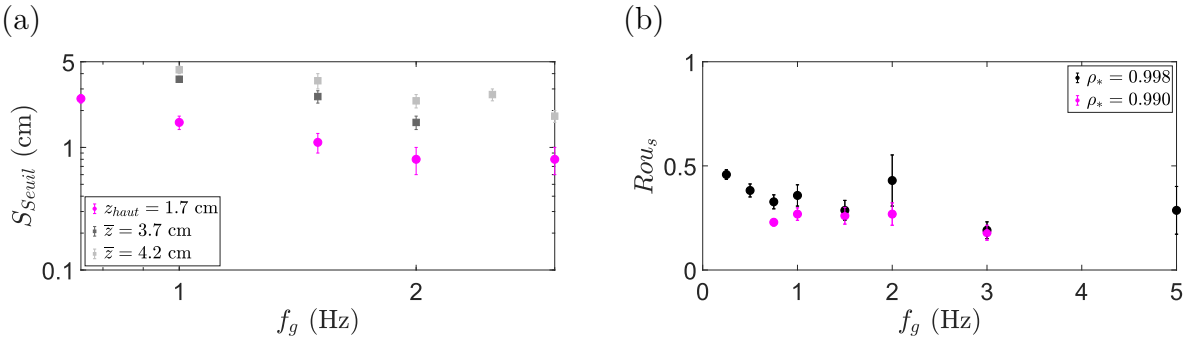


Figure S 2 – (a) Débattement de la grille, S_{seuil}, à partir duquel les particules P6 sont maintenues en suspension, en fonction de la fréquence d'oscillation de la grille, f_g. (b) Nombre de Rouse basé sur le débattement seuil en fonction de f_g. $Rou_s = \frac{W_b}{\omega_g S_{seuil}}$, avec W_b la vitesse de remontée des particules et $\omega_g = 2\pi f_g$.

Pour définir S_{seuil}, la grille était actionnée à une fréquence donnée et le débattement était progressivement augmenté jusqu'à ce qu'une petite dizaine de particules soient entrainées dans le volume (généralement quelques centimètres sous la grille). Nous n'avons pas regardé l'influence de la tension de surface (soit $\mathbf{F}_\sigma$) ; ce qui aurait été possible en ajoutant par exemple du surfactant pour abaisser cette dernière. Nous avons également vérifié que les particules, même initialement mises en suspension, ne restaient pas dans le volume et remontaient à la surface après un temps plus ou moins long (entre 10 et 40 min), si $S < S_{seuil}$.
Avec ce protocole, il a été observé que S_{seuil} augmente lorsque la fréquence de grille diminue (Fig. S2(a)). En revanche, nous n'avons pas identifié les deux fréquences spécifiques décrites par Huppert *et al.* (1995) ou, dans notre cas, deux valeurs de S_{seuil} selon que quelques unes ou toutes les particules sont mises en suspension. Cela s'explique probablement par la faible fraction volumique considérée dans cette thèse ($\phi_p \approx 10^{-4}$).
Par la suite, nous nous sommes intéressés à l'influence de la flottabilité des particules, contrôlée par ρ_* et d_p, sur S_{seuil}. Ce dernier est influencé de manière marginale par l'écart en densité entre le fluide et les particules (Fig. S2(a)). L'étude détaillée de l'influence du diamètre des particules sur S_{seuil} n'a, quant à elle, pas été réalisée. Il a néanmoins été observé, tout comme Huppert *et al.* (1995), que les plus grandes particules étaient moins facilement mises en suspension. A noter que S_{seuil} permet de satisfaire le critère d'un nombre de Rouse inférieur à 1

(Fig. S2(b)). Le nombre de Rouse, noté Rou_s sur la figure Fig. S2(b), est basé sur la vitesse maximale de la grille. Le déplacement de la grille étant sinusoïdal ($\ell_{grille} = S\sin(2\pi f_g t + \phi_g)$), nous en déduisons que sa vitesse maximale vaut $2\pi f_g S$. Rou_s est donc construit tel que $Rou_s = \frac{W_b}{2\pi f_g S_{seuil}}$.
En se basant sur le seuil de mise en suspension des particules P6, nous avons choisi (1) les paramètres de grilles (Table 2.1) et (2) la position de la grille par rapport à la surface libre. Ce dernier paramètre caractérise la distance entre la grille (soit la source turbulente) et les particules. Il est important car, du fait de la diminution de l'intensité du forçage avec la distance à la grille, il peut impacter le seuil de mise en suspension des particules.
La position de la grille par rapport à la surface libre peut être caractérisée de deux manières : la position moyenne, $\overline{z}$, ou la position haute, z_{haut}, de la grille (Fig. S3(a)). La première est classiquement utilisée comme référence de l'axe vertical et est gardée constante au cours d'une étude (Huppert *et al.*, 1995; Michallet & Mory, 2004; Rastello *et al.*, 2017). La seconde est moins couramment utilisée bien qu'elle présente certains avantages. Nous discutons le choix le plus pertinent dans notre cas. A noter que $\overline{z} = z_{haut} + \frac{S}{2}$, ainsi lorsque $\overline{z}$ est conservée, z_{haut} va varier avec S et inversement.

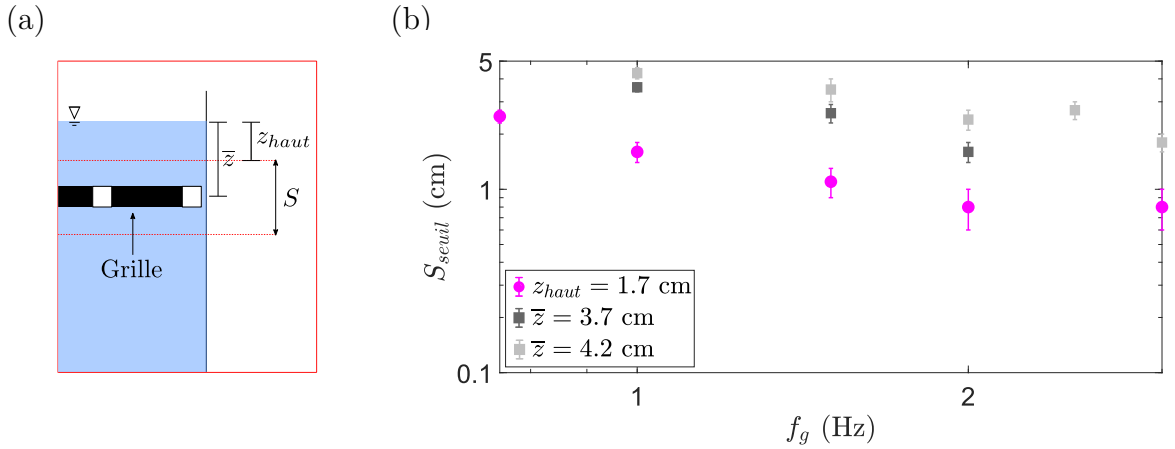


Figure S3 – (a) Représentation schématique de la position haute, z_{haut}, et de la position moyenne, $\overline{z}$, de la grille par rapport à la surface libre. (b) Débattement seuil de mise en suspension, S_{seuil}, des particules P6 ($\rho_* = 0.995$) en fonction de f_g pour plusieurs positions de grille.

Une diminution de $\overline{z}$ de 0.5 cm induit une diminution entre 20 et 50 % du seuil de mise en suspension, avec un écart plus important pour les hautes fréquences (symboles carrés sur la figure S3(b)). A noter que la diminution de S_{seuil} pour les hautes fréquences induit une augmentation de z_{haut} pour ces mêmes fréquences (Fig. S4(a)). A contrario, conservé z_{haut} à une altitude donnée abaisse de 45 % et de 70 % le seuil de mise en suspension (symboles magenta sur la figure S3(b)) par rapport à celui mesuré respectivement avec $\overline{z} = 3.7$ cm et $\overline{z} = 4.2$ cm. En effet, en conservant z_{haut} à 1.7 cm de la surface libre, la position moyenne de la grille est plus faible (Fig. 4(b)). Cela traduit que les particules sont plus proches de la grille. Nous supposons donc que plus d'énergie est disponible pour arracher ces dernières, mais aucune mesure n'a été faite aussi proche de la grille pour le vérifier (ou l'infirmer).

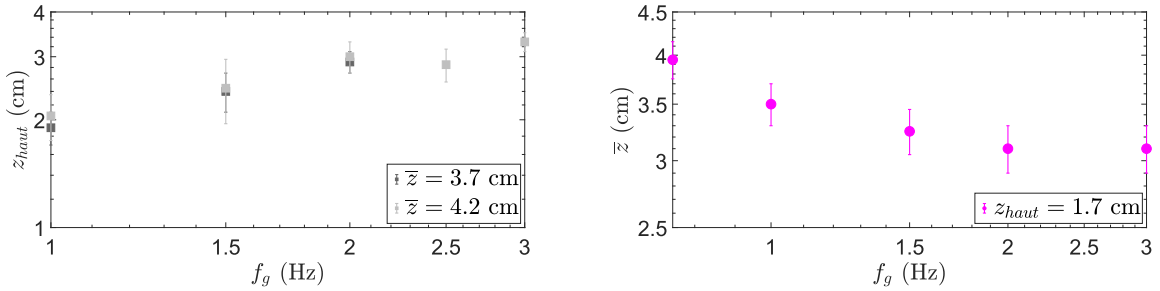


Figure S 4 – Evolution de z_{haut} lorsque la position moyenne de la grille est fixe, $\overline{z}$, en fonction de la fréquence d'oscillation de la grille, f_g. (b) Evolution de $\overline{z}$, lorsque z_{haut} est fixe, en fonction de f_g.

Cette dernière observation a motivé le choix de conserver dans cette thèse, non pas la position moyenne mais, la position haute de la grille telle que $z_{haut} = 1.7$ cm lorsque le fluide est au repos. Grâce à cette convention, nous avons aussi pu augmenter la gamme possible de couple $S - f_g$.
Il a été vérifié par la littérature que les propriétés de l'écoulement n'étaient pas modifiées en se plaçant à cette position haute (Chiapponi *et al.*, 2012). Il a aussi été vérifié qu'une telle configuration ne modifiait pas non plus la position maximale, z_{max}, atteinte par les particules dans la gamme de positions de grille balayée (Fig. S5).

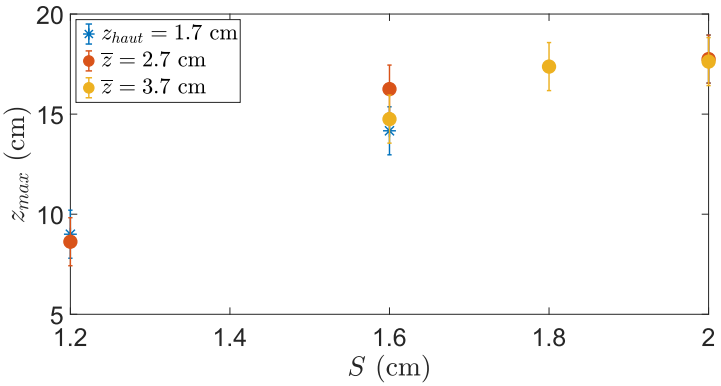


Figure S 5 – Profondeur maximale, z_{max}, atteinte par les particules P6 ($\rho_* = 0.995$) en fonction du débattement de la grille, S, pour 3 positions de grille et $f_g = 2$ Hz.

A.2.2 Modes propres du dispositif de la grille 1

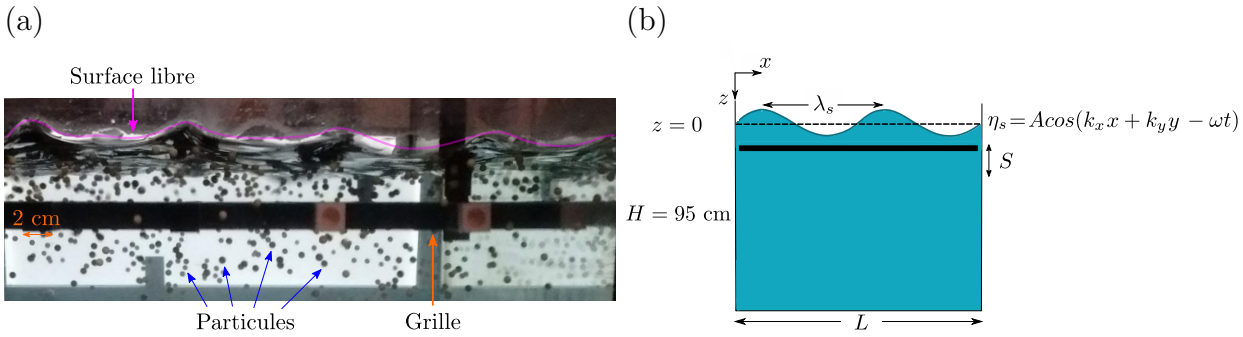


Figure S6 – (a) Photo de la surface libre pour $Re_g = 800$ dans le dispositif de la grille 1. (b) Schéma de principe de la formation d'onde de surface.

Lors du forçage, la surface libre est excitée par la grille, vibrant à moins de 2 cm de celle-ci. Des déformations de l'échelle de la maille sont facilement observables (Fig. S6(a)). Cependant d'autres, non visibles à l'œil nu et de longueur d'onde, λ_s, de l'ordre de la taille de la cuve, viennent également se superposer (Fig. S6(b)). Il s'agit d'ondes de surface stationnaires (modes de bassin) que l'on peut écrire sous la forme (Massel, 2015)

$$\eta_s = A\cos(k_x x + k_y y)\cos(\omega t), \tag{S2}$$

avec A l'amplitude des oscillations, k_x et k_y les composantes suivant les directions x et y du nombre d'onde, ω la pulsation associée au forçage imposé ($\omega_g = 2\pi f_g$ dans notre cas) et t le temps. Afin de calculer l'écoulement associé, nous faisons l'hypothèse que l'écoulement est irrotationnel. Dans ce cas, la vitesse du fluide peut s'exprimer comme le gradient d'un potentiel de vitesse ϕ. Ce dernier, respectant la condition $\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$ au fond de la cuve, en $z = H$, a donc la forme (Massel, 2015)

$$\phi = -\frac{S}{\omega}\frac{\cosh(|k|(H+z))}{\cosh(|k|H)}\sin(k_x x + k_y y)\cos(\omega t), \tag{S3}$$

avec S l'amplitude du forçage (le débattement de la grille dans notre cas), H la hauteur d'eau et $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ la norme du vecteur d'onde. Le champ de vitesse suivant est alors déduit :

$$\begin{cases} u = -\dfrac{S}{\omega}k_x\dfrac{\cosh[|k|(H+z)]}{\cosh(|k|H)}\cos(k_x x + k_y y)\sin(\omega t) \\ v = -\dfrac{S}{\omega}k_y\dfrac{\cosh[|k|(H+z)]}{\cosh(|k|H)}\cos(k_x x + k_y y)\sin(\omega t) \\ w = \dfrac{S}{\omega}|k|\dfrac{\sinh[|k|(H+z)]}{\cosh(|k|H)}\sin(k_x x + k_y y)\sin(\omega t) \end{cases} \tag{S4}$$

A partir de eq.(S3) et de la continuité de la vitesse verticale à l'interface, soit $\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial z}$, la relation de dispersion des ondes de surface est retrouvée, à savoir

$$\omega = \sqrt{g|k|\tanh(|k|H)}. \tag{S5}$$

Enfin les modes propres des ondes de surface dans le dispositif expérimental de la grille 1 sont déduits de la relation de dispersion, eq. (S5), en imposant que $|k|$ vérifie la condition de vitesse nulle en $x = L$ pour tout y (resp. en $y = L$ pour tout x), soit $\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}x}_{|x=L} = 0$ (res. $\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}y}_{|y=L} = 0$). Du fait de la symétrie de la cuve, on trouve alors :

$$k_x = k_y = \frac{n\pi}{2L}, \tag{S6}$$

avec n un entier relatif correspondant au mode propre. Table S2 répertorie les nombres d'ondes, les fréquences et les longueurs d'ondes associés à chaque mode propre du dispositif.

Modes propres	$\|k\|$ (m^{-1})	f_m (Hz)	λ_s (m)
0	2,22	0,73	1.00
1	4,44	1,05	0.50
2	6,66	1,29	0.33
3	8,89	1,49	0.25
4	11,1	1,66	0.20
5	13,3	1,82	0.16
6	15,6	1,97	0.14
7	17,8	2,10	0.13
8	20.0	2,23	0.11

Table S2 – Table des modes propres de surface du dispositif expérimental de la grille 1. $|k|$ est le nombre d'onde, f_m est la fréquence à laquelle survient le mode propre et λ_s est la longueur d'onde du mode propre.

Les longueurs d'ondes retrouvées sont en accord avec la distribution horizontale des particules. Un exemple d'enveloppe de l'onde stationnaire associée au mode 1 est montré Fig. S7. Les particules sont accumulées à un nœud, soit là où les vitesses horizontales sont nulles. A noter que la taille de l'enveloppe est arbitraire, celle-ci n'ayant pas été mesurée expérimentalement.

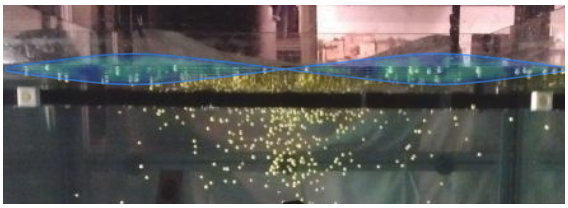


Figure S7 – Représentation schématique en bleu texturé de l'enveloppe du mode propre 2 (Table S2) des ondes de surface dans le dispositif de la grille 1, superposé à une photo de distribution horizontale des particules P6 prise pour $f_g = 1$ Hz.

A.2.3 Enjeux du calcul des trajectoires des particules et outils mis en place pour y répondre

Un premier enjeu a été de parvenir à détecter des particules très grandes devant η. En effet, la PTV-4D étant classiquement utilisée pour caractériser des écoulements, l'algorithme *Shake The Box* (STB) a été conçu pour détecter des traceurs, soit des particules d'au plus 10 pixels de diamètre. Or, dans le cas des particules P2 et P6, leur taille pouvait excéder d'un facteur 3 la taille acceptée par l'algorithme. Un pré-traitement et une reconstruction des images ont donc été nécessaires pour réduire artificiellement la taille des ces deux types de particules. Afin d'augmenter le contraste entre les particules et le reste de l'image, l'image de fond a d'abord été soustraite. Dans un second temps, l'intensité du fond était imposée à zéro. Ces deux opérations ont été faites grâce au logiciel Davis©, comme mentionné à la Section 2.3.3.5. C'est à partir de ces images pré-traitées que la taille des particules est artificiellement diminuée via le logiciel Matlab©. A cause de la nature différente des particules (P6 particules pleines et P2 particules creuses), deux protocoles de détection ont du être mis en place.
Pour les particules P6, le gradient de l'intensité lumineuse est d'abord calculé à l'aide de la fonction *gradient*. A partir de ce dernier, les particules sont détectées grâce à la fonction *imfindcircles*, retournant le centre et le rayon de chaque particule détectée. Comme illustré sur la figure S8, en maximisant le contraste entre les particules et le reste de l'image, l'ensemble des particules est détecté par cette fonction, et ce, même lorsque les particules se chevauchent (insertion Fig. S8). A noter que certaines particules *fictives* peuvent être ajoutées du fait d'autres signaux lumineux (bruit) dans l'image. Cependant elles ne seront pas reconnues par l'algorithme STB par la suite, car elles n'apparaissent pas de façon cohérente ni sur plusieurs caméras ni sur plusieurs instants successifs.

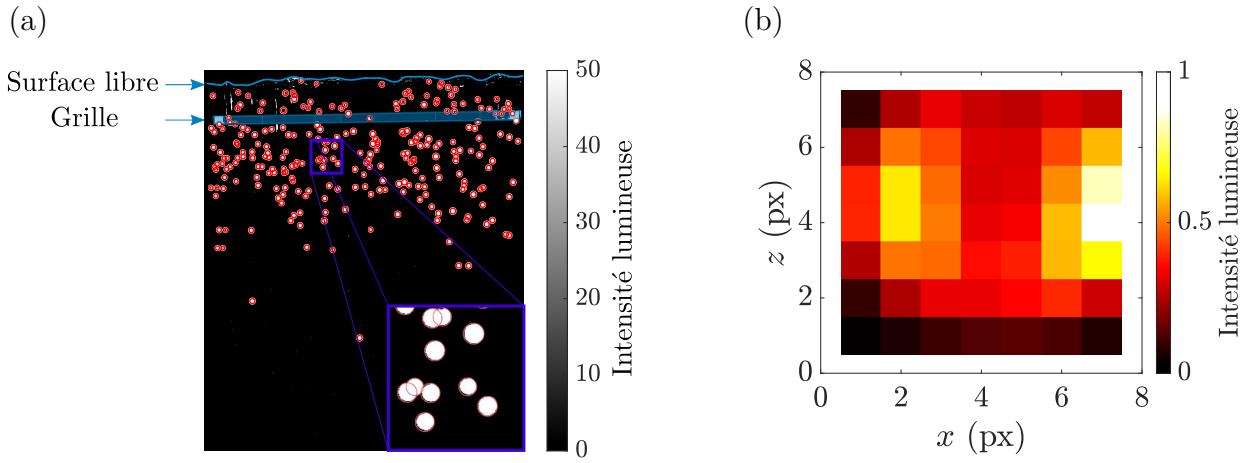


Figure S8 – (a) Superposition des particules P6 détectées par la fonction *imfindcircles* de Matlab© (cercles rouges) sur une image pré-traitée avec Davis©. Les particules initialement présentes sur l'image sont en blanc. La grille et la surface libre sont également montrées. (b) Intensité lumineuse d'une particule P2.

Pour les particules P2, ces dernières étant creuses, elles n'apparaissent pas, sur les images initiales, comme des cercles mais plutôt comme des halos avec deux maxima d'intensité

lumineuse (Fig. S8(b)). C'est pourquoi, la fonction *imfindcircles* ne parvenait à détecter que 40 % des particules présentes dans l'image. Nous avons donc opté pour une autre stratégie. Dans un premier temps, le motif montré Fig. S8(b) est reconstruit en moyennant, pour la première image de chaque séquence, l'intensité lumineuse sur une aire de 7×7 pixels^2 autour du centre des particules détectées par la fonction *imfindcircles*. Un produit de convolution est ensuite fait entre chaque image de la série temporelle et le motif élémentaire (Fig. S8(b)). A noter qu'un critère sur l'intensité lumineuse a aussi du être appliqué pour minimiser l'ajout de particules *fictives*. Des images intermédiaires où les particules sont sphériques et surtout homogènes en intensité sont alors obtenues (Fig. S9). Ainsi, la fonction *imfindcircles* a pu être utilisé pour déterminer le centre de chaque particule présente sur l'image.

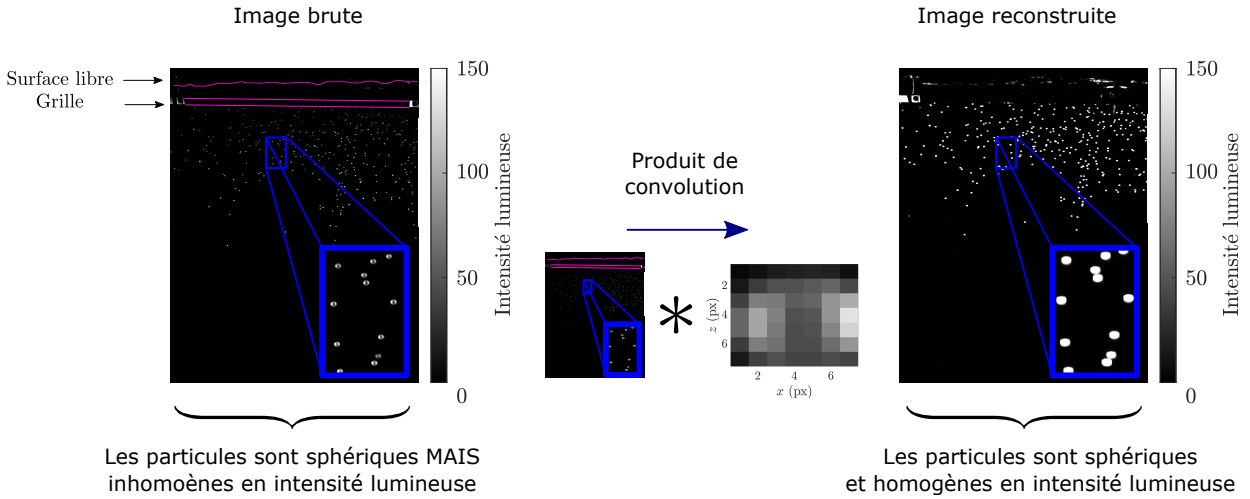


Figure S9 – Exemple d'image intermédiaire (image de droite) obtenue pour les particules P2, une fois le produit de convolution entre le motif élémentaire et l'image initiale (photo de gauche) réalisé.

Enfin l'image initiale est reconstruite en imposant une distribution gaussienne de l'intensité lumineuse, $I(x, y)$, autour du centre des particules détectées telle que :

$$I(x,y) = \sum_{i=1}^{N_p} I_0 e^{((x-x_i)^2+(y-y_i)^2)/\sigma^2}, \tag{S7}$$

avec N_p le nombre de particules détectées dans l'image, x et y les coordonnées du centre de la particule détectée, I_0 l'intensité lumineuse à la position (x, y) et σ l'écart type. Ce dernier paramètre contrôle l'étalement de l'intensité lumineuse autour du centre de chaque particule détectée. Pour réduire artificiellement le diamètre des particules en dessous du seuil de 10 pixels toléré par l'algorithme STB, nous avons choisi $\sigma = 2$ et $\sigma = 1.5$ pour respectivement les particules P6 et P2. Pour les particules P0, ces dernières étant déjà de l'ordre de 10 pixels de diamètre, les images n'ont pas été reconstruites. Toutefois, le même pré-traitement pour augmenter le contraste entre les particules et le reste de l'image a été appliqué.
La comparaison entre une image initiale et une reconstruite pour les particules P6 est montrée Fig. S10.

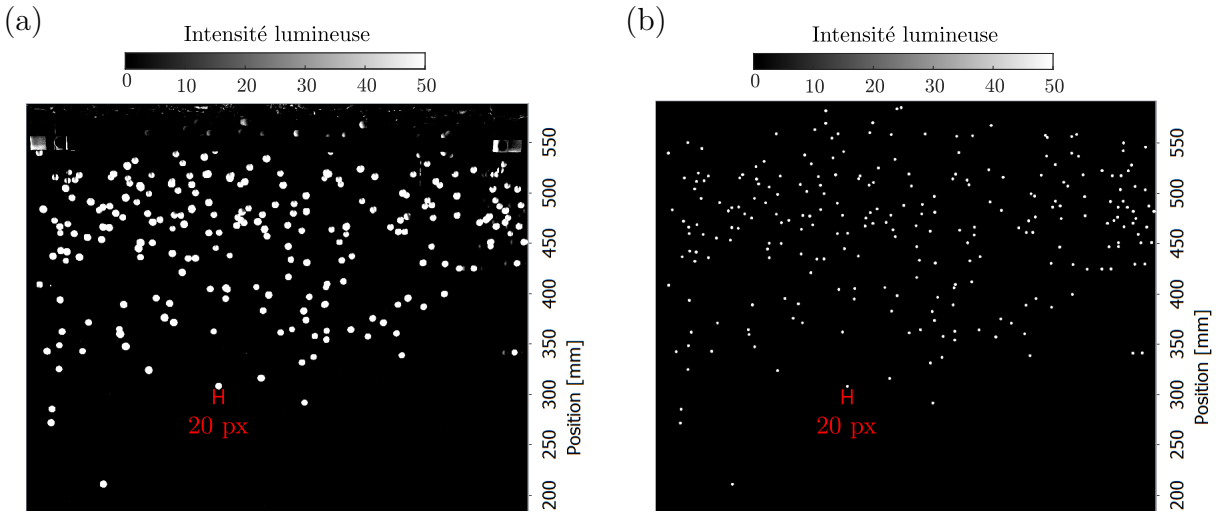


Figure S10 – Exemple d'image initiale (a) et reconstruite (b) pour les particules P6.

Mais la taille des particules n'a pas été le seul challenge à relever pour calculer leur trajectoire. Comme détaillé au Chapitre 4, la turbulence de grille a la spécificité de décroître en intensité avec la profondeur. Ainsi les particules proches de la grille ont des vitesses plus grandes que celles loin de la grille (Fig. S11). La vitesse d'une particule proche grille ($z \approx 0$ cm) peut être 10 fois supérieure à celle loin de la grille ($z \approx 20$ cm).

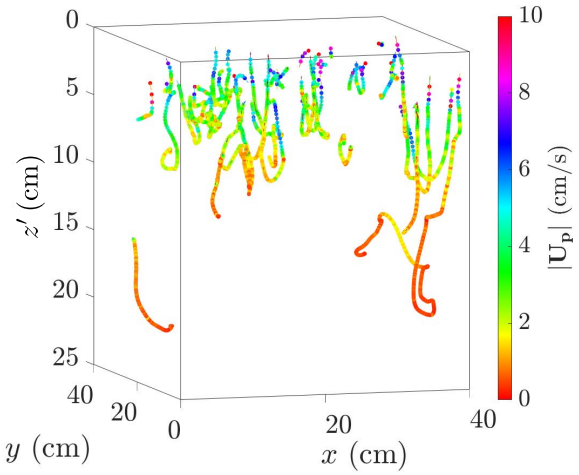


Figure S11 – Exemple de trajectoires 3D pour une suspension de particules (P6 dans cet exemple) pour une expérience de Reynolds de grille $Re_g = 3\,190$. Le code couleur indique la norme de la vitesse des particules.

Cette différence de dynamique a notamment rendu difficile le suivi des particules sur l'ensemble du volume de mesure. Initialement, les paramètres d'acquisition ont été optimisés pour permettre le suivi des particules juste sous la grille. La trajectoire de ces dernières était donc correctement calculée en utilisant les paramètres par défaut de l'algorithme STB. En revanche les particules loin de la grille, se déplaçant à des vitesses très faibles, de l'ordre

du bruit de mesure sur 4 instants successifs, étaient considérées comme statiques par l'algorithme STB. Elles étaient détectées mais pas suivies, expliquant le nombre très faible de particules suivies par rapport au nombre de particules détectées, sur la figure S12(a). A noter que nous retrouvons des oscillations à la période de grille. Comme expliqué Section 2.3.3.4, elles sont causées par l'occultation des particules par la grille entre $0 < z' < S + d_b$. En ajustant les paramètres du calcul STB, il a été possible de suivre les particules à la fois proche et loin de la grille, comme cela est illustré Fig. S12(b) où le nombre de particules suivies avoisine celui des particules détectées.

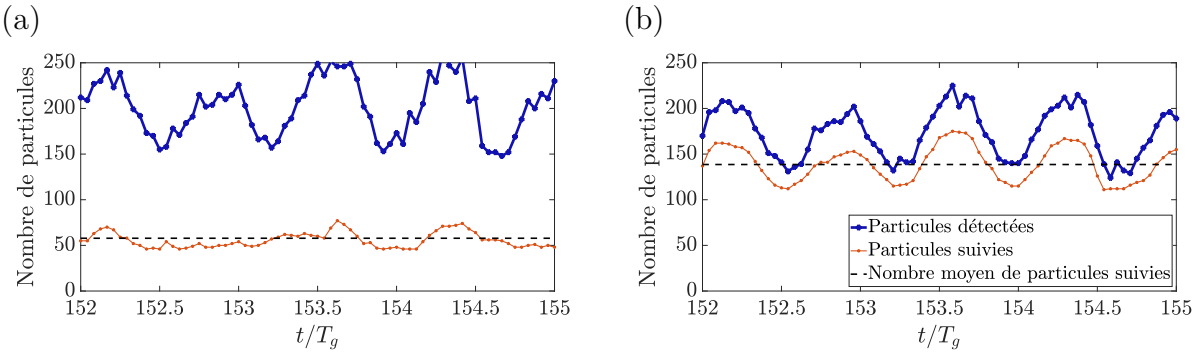


Figure S12 – Nombre de particules détectées dans le volume (trait épais) et suivies sur plus de 4 instants successifs (traits fins) : (a) **sans** et (b) **avec** optimisation des paramètres de calcul STB.

Les principaux paramètres sur lesquels nous avons joué pour permettre ce suivi dans l'ensemble du volume de mesure sont répertoriés Table S3. Ils ont été ajustés pour chaque séquence grâce à des tests préliminaires sur une centaine d'instants. Pour un type de particules donné, trois paramètres sont, néanmoins, restés inchangés, à savoir : le seuil de détection des particules, l'erreur autorisée sur la triangulation et la vitesse maximale autorisée pour les particules.
En conclusion, nous avons optimisé la détection pour obtenir le plus grand nombre de particules suivies (quasiment égal au nombre de particules introduites dans la cuve) car nous avons pu observer qu'une détection incomplète des particules peut modifier les profils $n_p(z)$. En effet, nous rappelons que l'algorithme ne retourne à la fin du calcul que les coordonnées des particules suivies et non uniquement détectées. Ainsi, si aucune optimisation des paramètres de calculs des trajectoires n'est faite, les profils $n_p(z)$ déduits ne sont pas réalistes. Notamment, ils ne tiennent pas compte des particules loin de la grille (Fig. S13). En d'autres termes, les profils $n_p(z)$ calculés à partir du calcul des trajectoires sans optimisation des paramètres ne sont pas exploitables.
Ajouté à cela, la convergence statistique des données n'est pas atteinte pour les altitudes les plus basses si aucune optimisation des paramètres n'est faite (courbe cian sur la figure S14(a)). En revanche, la convergence statistique des profils en particules est vérifiée sur l'ensemble de la colonne d'eau si les paramètres sont correctement optimisés (Fig. S2.15(b)). Nous remarquons que la convergence statistique est atteinte plus rapidement pour l'ensemble des altitudes grâce à cette optimisation.

Paramètre STB	Description
Increment	Incrément temporel entre deux images utilisées pour calculer la trajectoire. Ainsi, pour un incrément n, tel que $n \in \mathbb{N}^*$, la trajectoire est calculée entre l'instant t et $t+n$.
Threshold for 2D particle detection	Seuil en dessous duquel l'information doit être considérée comme du bruit. Toute tâche lumineuse dont l'intensité lumineuse est inférieure à ce seuil n'est pas considérée comme une particule par l'algorithme STB.
Allowed triangulation error	Incertitude autorisée sur la triangulation, soit sur la position de la particule définie comme le point de croisement entre les différentes lignes de vues des caméras.
Shake particle position	Recherche de la particule dans un rayon de X voxel par rapport à l'instant précédent.
Remove particle if closer than	Distance minimale autorisée entre deux particules. Si deux particules sont détectées à une distance inférieure à ce seuil, l'algorithme retourne une seule position correspondant à la moyenne entre les deux particules initialement détectées.
Max. abs. change in particle shift	Valeur maximale tolérée pour l'accélération entre deux instants successifs.
Max. rel. change in particle shift	Ecart relatif maximal autorisé sur l'accélération entre deux instants successifs.
Velocity limits	Vitesses maximales autorisées pour les particules.

Table S3 – Paramètres de l'algorithme STB modifiés pour optimiser le calcul des trajectoires. Nous donnons aussi une description de l'influence de chaque paramètre.

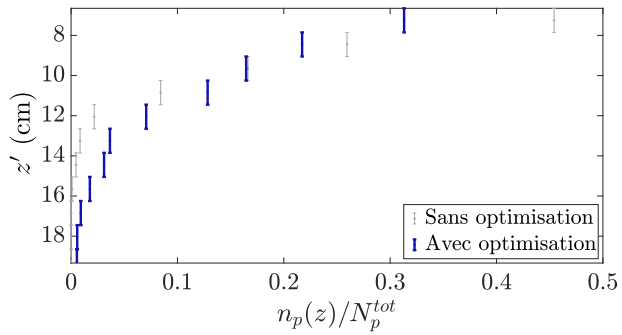


Figure S13 – Profil vertical de concentration en particules, $n_p(z)$, normalisé par le nombre total de particules suivies dans le volume, N_{tot}. Le trait fin gris clair correspond au profil calculé à partir du calcul STB sans optimisation des paramètres. Le trait épais correspond au profil calculé à partir du calcul STB avec optimisation des paramètres.

Enfin, l'optimisation des paramètres du calcul STB a permis de suivre les particules sur des temps plus longs (Fig. S15). La descente et la remontée des particules ont ainsi pu être captées (Fig. S11).

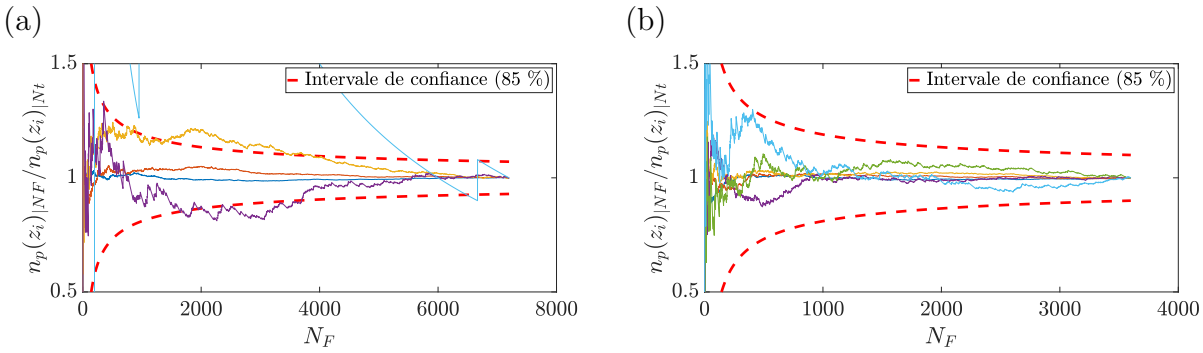


Figure S14 – Etude de la convergence statistique du nombre moyen de particules à une altitude donnée, $n_p(z_i)$, (a) **sans** et (b) **avec** optimisation des paramètres de calcul STB. Les lignes continues correspondent au nombre de particules à une altitude arbitraire donnée. N_F est le nombre d'images sur lequel sont calculés la moyenne et l'écart type. N_t est le nombre total d'images.

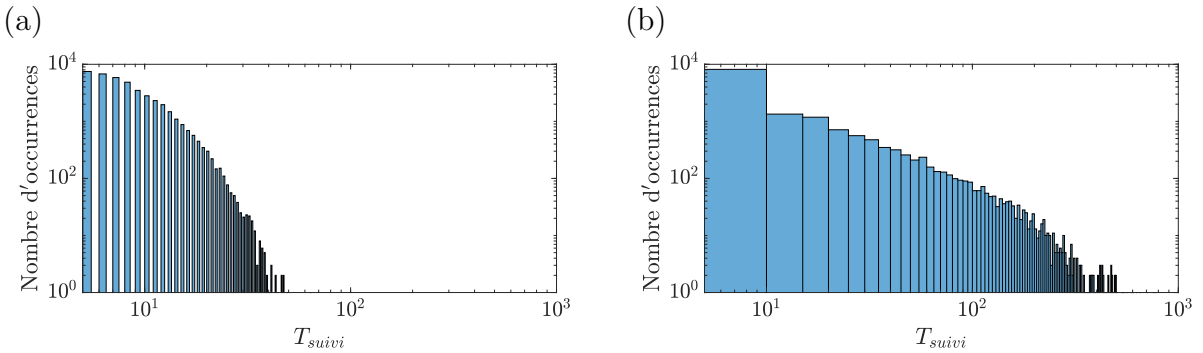


Figure S15 – Histogramme de la longueur des trajectoires des particules, soit du nombre d'instants successifs sur lequel une particule est suivie, T_{suivi} : (a) **sans** et (b) **avec** optimisation des paramètres de calcul STB.

A.2.4 Variation de la densité et de l'indice de réfraction avec la température

Pour déterminer la variation de la densité et de l'indice de réfraction en fonction de la température, trois fluides ont été considérés : de l'eau douce, de l'eau salée et de l'eau salée avec de l'éthanol. Les échantillons de fluides ont été placés dans 4 environnements différents tels que $8 < T < 9$ °C, $20 < T < 21$ °C, $22 < T < 23$ °C et $25 < T < 26$ °C.
La densité était mesurée à ± 0.5 kg/m^3 grâce au densimètre DMA 35 de Anton Paar. L'indice optique, quant à lui, a été mesuré grâce au réfractomètre PAL-RI de Atago, dont la précision est de 0.0003 pour l'eau à 20 °C. Chaque mesure était répétée trois fois, à l'exception de la température la plus élevée pour laquelle 5 répétitions ont été faites à cause de la volatilité de l'éthanol. Les courbes d'évolution de ρ et de n Fig. S16(a-b) ont ainsi été obtenues. Pour chaque fluide une régression linéaire a été faite. La moyenne des coefficients obtenus pour les trois fluides a permis de trouver les lois de variation de, respectivement, la densité et l'indice

de réfraction avec la température suivantes :

$$\rho_{T2} = \rho_{T1} \pm 0.0003(T_2 - T_1) \quad \& \quad n_{T_2} = n_{T1} \pm 0.0001(T_2 - T_1) \tag{S8}$$

Avec T_1 la température initiale du fluide et T_2 sa température finale.

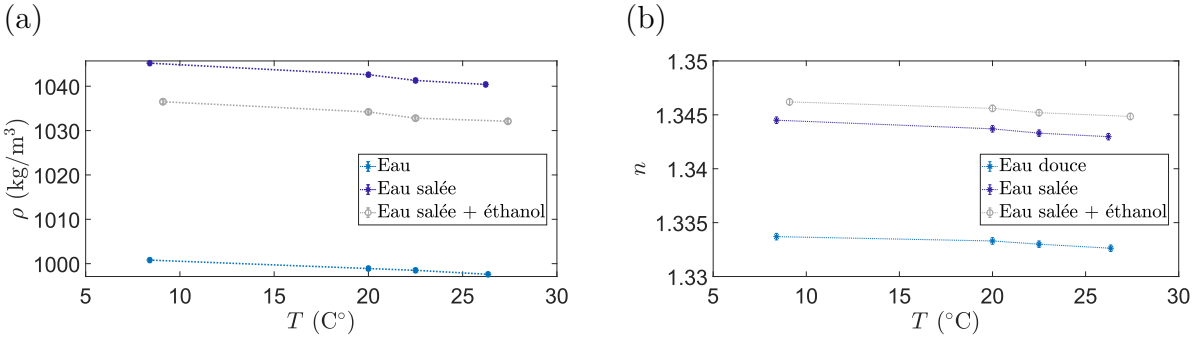


Figure S16 – Evolution de (a) la densité, ρ, et (b) l'indice de réfraction, n, en fonction de la température du fluide, T.

A.2.5 Calibration de la sonde de conductivité-température

Les mesures de la densité et de la température sont réalisées à l'aide d'une sonde de conductivité (MSCTI 125). Ainsi par mesure directe ce n'est pas une densité qui est mesurée mais une tension. En pratique, la mesure de la sonde est amplifiée grâce à un amplificateur de gain G. La tension récupérée est donc :

$$V - V_{off} = G\sigma_f, \tag{S9}$$

avec V la tension mesurée, V_{off} une tension d'offset (≈ -5 V) et σ_f la conductivité. Cette dernière dépend de la concentration en ions dans la fluide, telle que :

$$\sigma_f = \sum_i \lambda_i [X_i], \tag{S10}$$

avec λ_i la conductivité molaire ionique et $[X_i]$ la concentration molaire en ion X_i. Dans le cas d'une solution saline, les ions en présence sont les ions chlorure Cl^- et les ions sodium Na^+. Dans le cas d'un mélange eau salée−éthanol (comme le fluide léger du fluide bi-couche utilisé dans cette thèse), il y aura en plus des ions éthanoate $CH_3CH_2O^-$ et des ions hydrogène H^+. La conductivité molaire de ces différents ions sont répertoriées Table S4.
Ainsi en fonction de la concentration locale en ions, la tension mesurée par la sonde de conductivité va varier. A l'aide d'une calibration, cette mesure de tension est convertie en densité. Pour se faire, 6 échantillons de fluides différents ont été utilisés. Ils sont par la suite numérotés de 0 à 5 et leur densité, ρ_{Ei}, sont telles que $\rho_{E0} < \rho_{E1} < \rho_{E2} < \rho_{E3} < \rho_{E4} < \rho_{E5}$. A noter que pour que la calibration soit effective, ρ_{E1} et ρ_{E5} doivent encadrer la densité des fluides présents dans la cuve de mesure.
En pratique, les échantillons de fluides étaient préparés 12 h avant la première calibration pour que leur température soit celle du fluide dans la cuve de mesure. Ils étaient ensuite

Ions	λ_i (mS.m^2/mol)
Cl^-	7.63
Na^+	5.01
$CH_3CH_2O^-$	4.09
H^+	34.96

Table S4 – Conductivité molaire des ions présents dans la cuve de mesure pour une température de 25 C°.

stockés dans des récipients hermétiques jusqu'à la calibration suivante, pour limiter leur évaporation. Cela a permis de pouvoir conserver, tout au long de la campagne expérimentale en fluide bi-couche, les mêmes échantillons pour calibrer la sonde de conductivité. Leurs densités sont données Table S5.
Enfin, la calibration étant assurée sur une durée de 8h pour la sonde utilisée, celle-ci était faite au début de chaque expérience, soit en début de journée.
Les échantillons une fois préparés, le protocole de calibration était :

1. Rinçage de la sonde de conductivité dans de l'eau douce.
2. Vérification que le gain de l'amplificateur n'était pas trop fort en plongeant la sonde dans l'échantillon 5. Si c'était le cas, la tension en sortie saturait à +5 V. Le gain de l'amplificateur était alors ajusté à la baisse.
3. Rinçage de la sonde de conductivité avec de l'eau douce.
4. Trempage de la sonde de conductivité dans l'échantillon 0, dont la densité et la température étaient mesurées en parallèle au densimètre.
5. Rinçage de la sonde de conductivité avec de l'eau douce.
6. Ré-itération des étapes 4 et 5 pour l'ensemble de échantillons en veillant à prendre les échantillons par densité croissante, pour limiter le bruit de mesure.

#	ρ_{Ei} (kg/m^3)	Remarque
0	999	Fluide assurant que la courbe de calibration passe par zéro (Fig.17).
1	1034	
2	1039	Fluide de la couche supérieure de densité ρ_1 avec de l'éthanol.
3	1040	Fluide de densité ρ_{ini} ayant servi à la préparation du fluide léger.
4	1041	Fluide de la couche inférieure de densité ρ_2.
5	1043	

Table S5 – Table des densités, à $T \approx 20$ C°, des échantillons de fluides utilisés, lors de la campagne expérimentale en fluide bi-couche, pour la calibration de la sonde de conductivité.

Un exemple de courbe de calibration obtenue est montrée Fig. S17.
Il a été remarqué que les fluides présents dans la cuve de mesure, et notamment celui contenant de l'éthanol devait servir d'échantillons pour la calibration afin de limiter des anomalies de mesures. Cette précaution a permis de réduire l'incertitude de la calibration à, au plus, 1.1 % par rapport aux mesures réalisées avec le densimètre (Fig. S17). Il a été vérifié lors

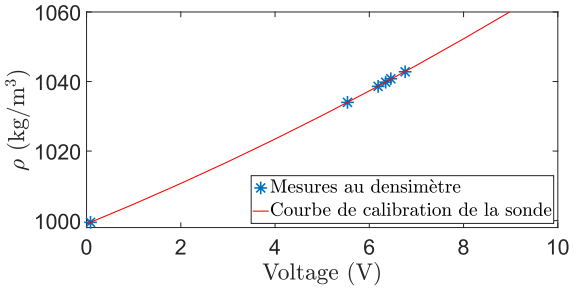


Figure S17 – Courbe de calibration reliant la mesure de densité par le densimètre (symboles) et par la sonde de conductivité (ligne continue).

des expériences que la différence entre les mesures réalisées ponctuellement au densimètre et celles de la sonde de conductivité restait de l'ordre de la précision de ce dernier, à savoir inférieure à 0,5 kg/m^3. Nous remarquons que les expériences pouvant durer jusqu'à 5 h, la sonde restait immergée dans la cuve de mesure entre deux mesures de densité.

A.2.6 Caractérisation du mélange

En fluide bi-couche, la turbulence de grille oscillante induit du mélange (Rouse & Dodu, 1955; Crapper & Linden, 1974; Linden, 1979; Shrinivas & Hunt, 2014). *"Aussi longtemps que le dispositif [continue] à fonctionner, l'interface [descend] graduellement, alors que la concentration de la couche supérieure [augmente] continuellement, la couche inférieure restant par ailleurs immobile"* (Rouse & Dodu, 1955). Autrement dit, la position de l'interface, h, et l'écart en densité entre les deux couches de fluide, $\Delta\rho$, sont en constante évolution.
Pour caractériser ce mélange en lien avec les caractéristiques de l'écoulement, deux types de mesures ont été réalisées. Le suivi du mélange a été assuré grâce à la sonde de conductivité MSCTI 125, introduite Section 2.4.2. La caractérisation de l'écoulement s'est faite, comme en fluide homogène, grâce à des mesures par PIV. Le même matériel que celui utilisé pour la campagne PIV 1 a été utilisé (Section 2.5.1). Par ailleurs, nous avons pris les mêmes précautions sur l'acquisition et le post-traitement des données (Section 2.5).
Afin de pouvoir associer les informations de la sonde et les mesures par PIV, le protocole, illustré Fig.18, a été mis en place. Le protocole mis en place pour caractériser le mélange est très proche de celui mis en place pour caractériser l'écoulement en fluide homogène. Notamment les temps d'attente, le nombre de périodes acquises par les caméras et vérifications de l'ensemencement sont les mêmes. Cependant afin d'associer à chaque mesure PIV une mesure de l'état du système, deux mesures supplémentaires étaient réalisées. La première précédait la mesure PIV d'environ 5 min et la seconde la succédait d'environ 5 min aussi (Fig.18). Comme mentionné Section 2.4.2, la fréquence d'acquisition était de 500 Hz et la vitesse de translation de la sonde était de 5 mm.
L'interface reculant par rapport à la surface libre, les mesures de la sonde de conductivité et de PIV étaient répétées tant que l'interface restait dans la zone d'observation, soit tant que $h < 45$ cm par rapport à la surface libre. A noter que pour que la calibration de la sonde reste applicable tout au long de l'expérience, pouvant durer jusqu'à 5h, la sonde de

conductivité restait immergée dans la cuve de mesure entre l'acquisition de deux profils de densité. Elle était remontée jusqu'à la surface libre juste avant une mesure. Néanmoins pour qu'elle ne soit pas perturbée par le sillage de la sonde, nous attendions deux minutes entre la remontée de la sonde et l'acquisition d'un nouveau profil de densité. Des profils de densités sur 55 cm de profondeurs réalisés 5 min avant et 5 min après la mesure PIV ont ainsi pu être mis en regard de cette dernière (Chapitre 4).

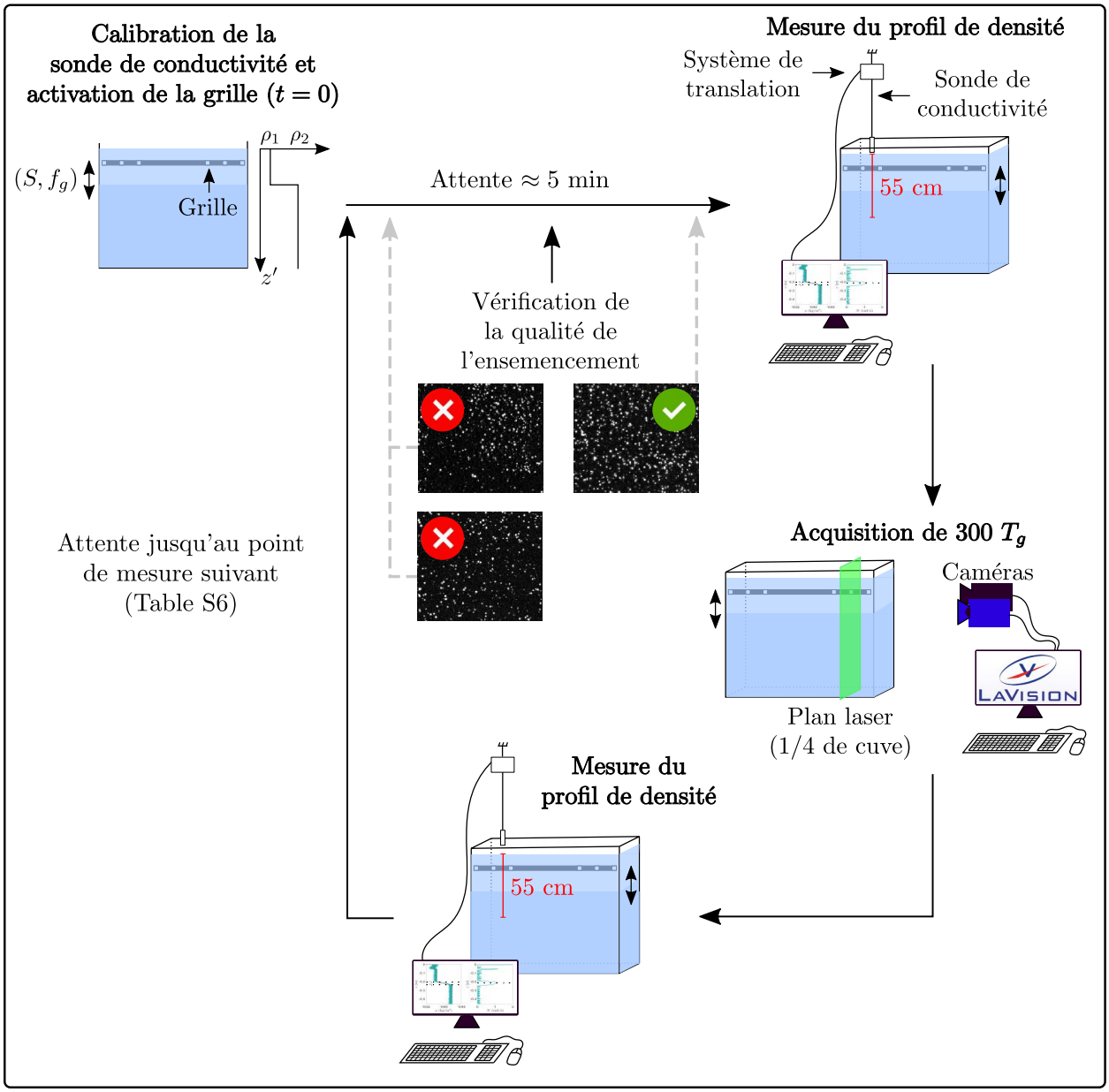


Figure S18 – Représentation schématique du protocole de mesure dans le dispositif de la grille 1 en fluide bi-couche.

Les temps auxquels les mesures PIV ont été faites sont répertoriés Table 6. Au début, les mesures étaient rapprochées, le mélange s'opérant plus rapidement, puis à mesure que l'interface reculait par rapport à la surface libre, les mesures s'espaçaient (Table 6). A noter que pour les plus faibles $\Delta\rho_0 = \Delta\rho(t = 0)$ le mélange est plus rapide qu'à $\Delta\rho_0$ plus grand. L'interface sortait donc rapidement du champ d'observation et l'expérience était stoppée plus tôt.

Re_g	$\Delta\rho_0$ (kg/m^3)	t_1 ≈ 10	t_2 ≈ 20	t_3 ≈ 30	t_4 ≈ 60	t_5 ≈ 90	t'_5 ≈ 120	t_6 ≈ 180	t_7 ≈ 240	t_8 ≈ 300
2 400	2.4	×	×				×	×		
1 730	2.8		×	×	×		×	×	×	
1 730	0.9		×	×	×	×				
800	3.1		×	×	×		×	×	×	
800	2.7		×	×	×	×				
590	2.7		×	×	×		×	×	×	×
590	0.9		×	×	×	×				

Table S6 – Temps (en min) auxquels ont été réalisées les mesures par PIV en fluide bi-couche dans le dispositif de la grille 1. Re_g est le nombre de Reynolds basé sur les paramètres de forçage. $\Delta\rho_0$ est l'écart en densité entre les deux couches de fluide avant l'activation de la grille oscillante.

A.3 Annexes Chapitre 3

A.3.1 Net tow information

♯	Date	GPS lat. West	GPS long. North	Beauf.	Wind speed (knots)	1–5 mm		25 – 1000 μm	
						N_{tow}	M_{tow}	N_{tow}	M_{tow}
1	31/05	24.30	58.22	4	11	0.11	59.1		
2		24.82	58.05	5	18	0.18	220		
3	01/06	25.00	57.68	3	7	0.17	109		
4		25.28	57.30	4	13	0.09	105		
5	02/06	24.69	56.90	5	18	0.10	49.4		
6		24.61	57.17	5	18	0.14	35.3	24	5.9
7	04/06	26.56	58.36	4	16	0.10	60.6		
8		26.35	58.67	5	18	0.18	57.4	12	3.2
9		26.04	58.96	4	14	0.30	48.7		
10	05/06	25.35	59.54	3	10	0.21	80.7		
11		25.54	59.54	3	10	0.13	46.6	7.9	0.8
12	06/06	26.31	59.31	5	18	0.14	16.8	11	0.8
13		26.49	59.06	4	15	0.07	58.2		
14		26.76	59.80	4	15	0.21	192		
15	07/06	27.47	58.56	4	15	0.44	134		
16		27.44	59.01	4	15	0.28	133		
17	08/06	27.60	59.42	3	10	0.38	214	6.3	0.6
18		27.62	59.64	3	10	0.37	320		
19		27.51	59.88	4	15	0.15	338		
20	09/06	27.32	60.52	3	10	0.98	194	5.0	0.4
21		27.39	60.90	4	14	0.49	189		
22	10/06	27.90	61.30	1	2	0.25	68.5		
23		28.01	61.08	1	1	0.12	26.2		
24	11/06	27.13	61.19	2	5	1.74	180	60	44
25		26.96	61.17	3	8	1.56	505		
26		26.93	61.16	2	5	0.52	98.1		
27	12/06	26.64	61.09	3	8	0.34	63.9	3.8	5
28		25.76	61.36	4	12	0.33	143		

Table S7 – Manta net tows during the 2015 expedition in the North Atlantic subtropical gyre. Date, GPS location, weather conditions (Beaufort and wind speed), and densities in count (N_{tow} in $\times 10^5$ particles km^{-2}) and in mass (M_{tow} in g km^{-2}). (Lines and fibers have been excluded from the calculation.)

A.3.2 Geometrical description of collected plastic samples

We have considered 415 particles (LMP and SMP) collected during a sea campaign in the North Atlantic Ocean gyre. More details can be found in Ter Halle *et al.* (2016). Out of the two families of objects identified, lines and pieces, we have only considered pieces here. We measured their dimensions in three spatial directions (length/width/thickness noted $L/\ell/h$ and ordered such as $L > \ell > h$), their apparent surface area (S_a) based on image analysis (using ImageJ©) and their masses (M). By considering an average density for the particles, $\rho_p = 950$ kg m^{-3}, M can be replaced by an apparent volume ($V_a = M/\rho_p$). Out of the five independent quantities measured, one can test various hypotheses for the best way to model the particles. Here, we limited ourselves to simple geometries (prismatic shape, disk, ellipsoid or sphere). We must stress that we searched two geometries to model the dynamics of the majority of the particles.
We first described the particles by looking at the statistical properties of the ratios ℓ/L and L/h in Figure S19, which gives an indication of the elongated aspect of their apparent surface area and on their aspect ratio. Most particles have a width such that $\ell \in [L/2; L]$, and 95 % of them correspond to objects with aspect ratios, L/h, distributed between 1 and 10. Although not visible here, it must be noted that the maximum value measured for L/h is 59 for these particles. To model the particles, we can define the following dimensions based on

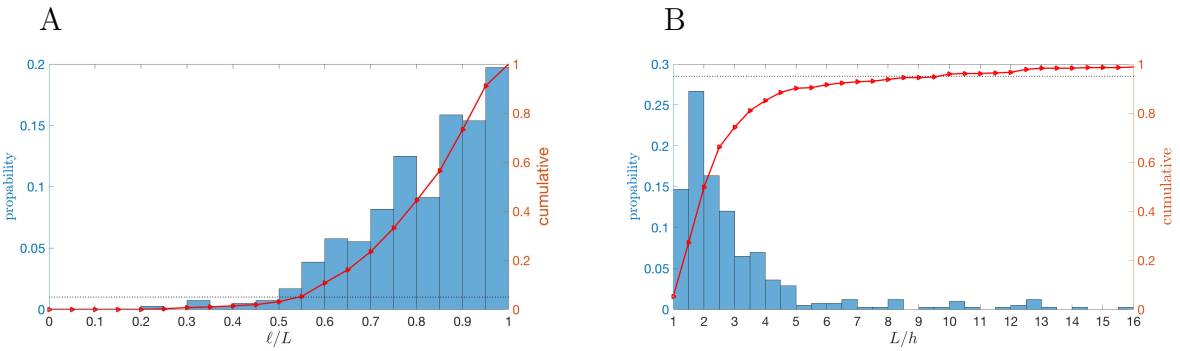


Figure S19 – Statistical properties of 415 plastic particles collected in the North Atlantic Ocean gyreTer Halle *et al.* (2016) with ℓ/L (A) and L/h (B) distributions shown in blue and the cumulative sum of the histogram in red. The dotted lines in A and B indicate the location of the 5 % (resp. 95 %) threshold for the cumulative sum.

the measured quantities. The horizontal dimensions can be described by an equivalent radius based on a rectangular surface area $R_1 = \sqrt{L\ell/\pi}$, the measured surface area $R_2 = \sqrt{S_a/\pi}$, or the volume of the sample, $R_3 = (3V_a/4\pi)^{1/3}$. We consider the following possibilities for the simple shapes to describe the particles ; a prismatic shape with its surface $S = L\ell$ and volume $V = L\ell h$; a sphere of radius R_i, surface area $S = \pi R_i^2$ and volume $V = 4\pi R_i^3/3$ ($i \in 1, 2, 3$) ; or an ellipsoid with semi-axes $(L/2, \ell/2, h/2)$, surface area $S = \pi L\ell/4$ and volume $V = \pi L\ell h/6$. For these shapes to be relevant models for the geometry of plastic particles, their surface and volume should match S_a and V_a, respectively, which are the two important parameters considered in eq. (S11). Figure S20 presents the comparison of the observed and modeled values for the surface and volume. The results in Figure S20 suggest

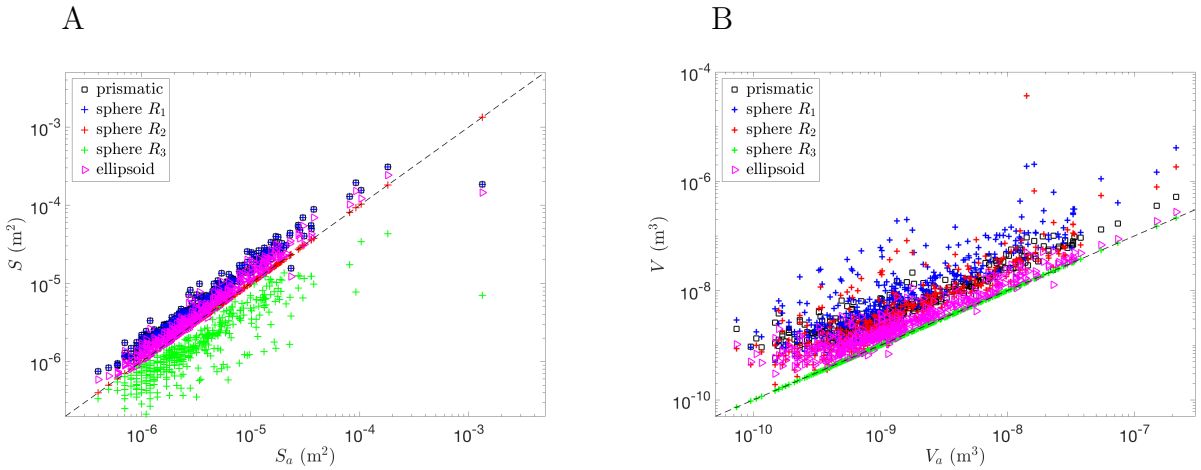


Figure S20 – Comparison of estimated and measured (A) surface area and (B) volume for collected particles in the North Atlantic Ocean gyre Ter Halle *et al.* (2016) .

that the shape that best matches both S_a and V_a is the ellipsoid. The sphere with radius R_2 or the sphere with radius R_3, based on S_a and V_a, respectively, perfectly matches one quantity but not the other.

As a conclusion, we can consider the samples to be correctly modeled by an equivalent ellipsoid with an aspect ratio between 1 and 10. Since an ellipsoid with an aspect ratio of 1 is a sphere, this can be summarized as a sphere of radius $R_{eq} = \sqrt{L\ell/\pi}$, surface area $S = \pi R_{eq}^2$ and volume $V = \frac{4\pi}{3} R_{eq}^3$, as well as an ellipsoid of equivalent half-axis $L_{eq} = \sqrt{L\ell/4}$, surface $S = \pi L_{eq}^2$ and volume $V = \frac{2\pi}{15} L_{eq}^2 L/10$. It can be noted that this simple description is also applicable to previous datasets of plastic particles collected with at least two of their dimensions measured.

Finally, the influence of the density of particles has been neglected in this approach since we use a mean value for all samples. Based on previous studies Morét-Ferguson *et al.* (2010), the densities of open-ocean plastics should be between 0.9 and 1 g cm^{-3}. Hence, we compared the measured values, M_a, to the mass of a sphere and an ellipsoid with densities between 0.9 and 1.005 g cm^{-3} in Figure S21. Most of the plastics (97 %) have a mass in between the mass of the two model geometries, and the effect of the density is very small compared to the choice of the appropriate volume.

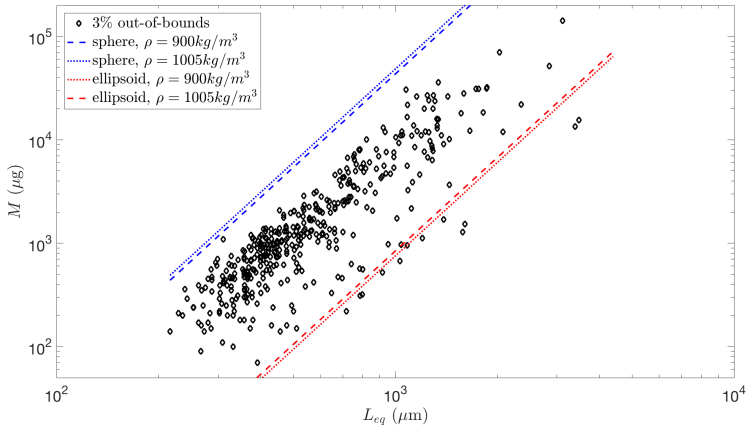


Figure S 21 – Mass as a function of the characteristic length scale $L_{eq} = (L\ell/4)^{1/2}$ for all plastic samples (symbols) compared to models for spheres and ellipsoids of two extreme densities ; 3 % of the particles have a mass not encompassed by the models.

A.3.3 Influence of the significant wave height model

To quantify the influence of the significant wave height (H_s) on the correction of microplastic densities, data from 28 nets from the sea campaign Expedition 7^{th} Continent in the North Atlantic subtropical gyre (Ter Halle *et al.*, 2016) were used. We studied the corrected count density normalized by the measured one for three H_s models (Figure S22). The first H_s model is from the captain's evaluation, and the second and third are models that depend on wave age (σ) and the friction velocity of the wind (Thorpe *et al.*, 2003) (u_{*a}). Two wave ages are considered here : $\sigma = 14$ and $\sigma = 35$, corresponding, respectively, to a young and full developed sea. First, we note a scattering for N deduced from H_s from the captain's evaluation because for a given U_{10}, the significant wave height can change. In spite of this scattering, for the range of wind $0.5 < U_{10} < 8\ m\ s^{-1}$, there is good agreement between N from $H_s(\sigma = 35)$ and H_s from the captain's evaluation. However, N based on $H_s(\sigma = 14)$ always underestimates the corrected densities from the two other H_s models. Thus, in our study, N is estimated from $H_s(\sigma = 35)$, which is close to the density estimated from measured H_s. This also allows for us to describe the sea state with only one parameter : the wind speed.

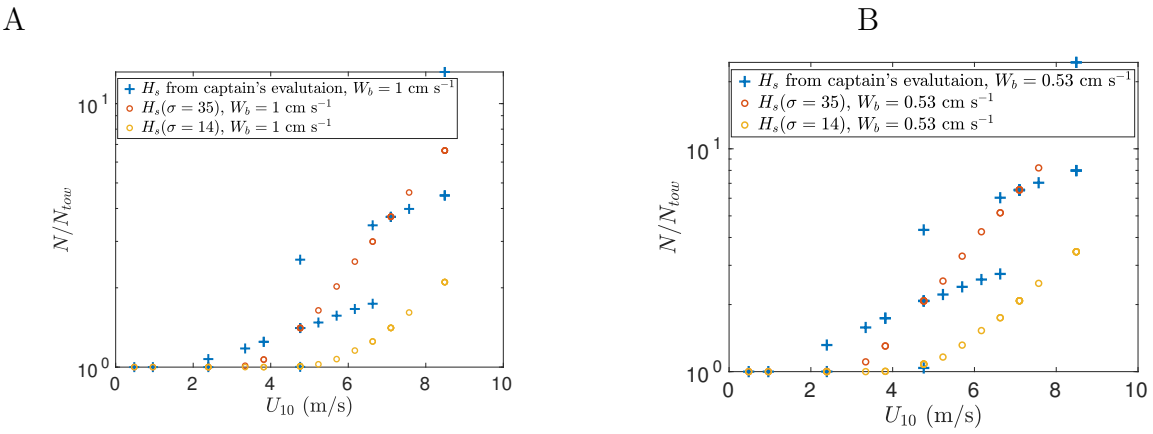


Figure S22 – Influence of wave height model (H_s) on the corrected count density (N) normalized by the measured count density (N_{tow}). (A) N/N_{tow} from $W_b = 0.01$ m s^{-1} Kukulka *et al.* (2012) as a function of the wind speed at 10 m from the sea surface (U_{10}). (B) N/N_{tow} from $W_b = 0.0053$ m s^{-1} Reisser *et al.* (2015) as a function of U_{10}.

A.3.4 Drag model

Having defined the idealized geometries to model the plastics, we now discuss their dynamics with respect to the steady state. The rising of this object in a fluid at rest can be modeled by balancing the buoyancy force with the drag exerted on the particle,

$$\frac{1}{2}\rho C_D(Re) S W_b^2 = (\rho_p - \rho) V g. \tag{S11}$$

We limit our modeling to low values of the Reynolds number, typically $Re \leq 10^3$, since our particles are less than a few millimeters in size. The case of the sphere has been studied the most, and many results have validated these analytical results. The drag on a sphere is given by

$$C_D^s = \frac{12}{Re} + \frac{6}{1+\sqrt{2Re}} + 0.4 \tag{S12}$$

with the Reynolds number defined on the radius of the sphere. This relation is actually valid for values of Re up to 2×10^5 with less than 10 % error (White, 2005). Other formulations exist (Clift *et al.*, 1978) and lead to similar results. By using the prescribed expressions for the drag coefficient in eq. (S12), eq. (S11) becomes

$$\left(\frac{12}{Re} + \frac{6}{1+\sqrt{2Re}} + 0.4\right) W_b^{s2} = \frac{8}{3} R_{eq} \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g. \tag{S13}$$

When the aspect ratio is equal to or higher than 5, the drag coefficient for the ellipsoid is very similar to the one for a disk, which is given here :

$$C_D^e = \frac{64}{\pi Re}\left(1 + 0.138 Re^{0.792}\right) \tag{S14}$$

with the Reynolds number defined on the diameter of the disk/ellipsoid. This relation is actually valid for values of Re up to 130 with less than 10 % error (Clift *et al.*, 1978). It

should be noted that this does not depend on the aspect ratio. By using the prescribed expressions for the drag coefficient in eq. (S14), eq. (S11) becomes

$$\frac{240}{\pi Re}\left(1+0.138Re^{0.792}\right)W_b^{e2}=\frac{2}{15}L\left(\frac{\rho_p}{\rho}-1\right)g. \tag{S15}$$

It must be noted that for a given value of L, but different values of ℓ, different values for W_b^e are obtained due to the dependency of the Reynolds number on L_{eq} ($Re = 2L_{eq}W_b^2/\nu$) in eq. (S15). The minimum value of W_b^e is obtained for the maximum value of L_{eq} when $L_{eq} = L/2$ (and $\ell = L$).

A.3.5 Size distribution

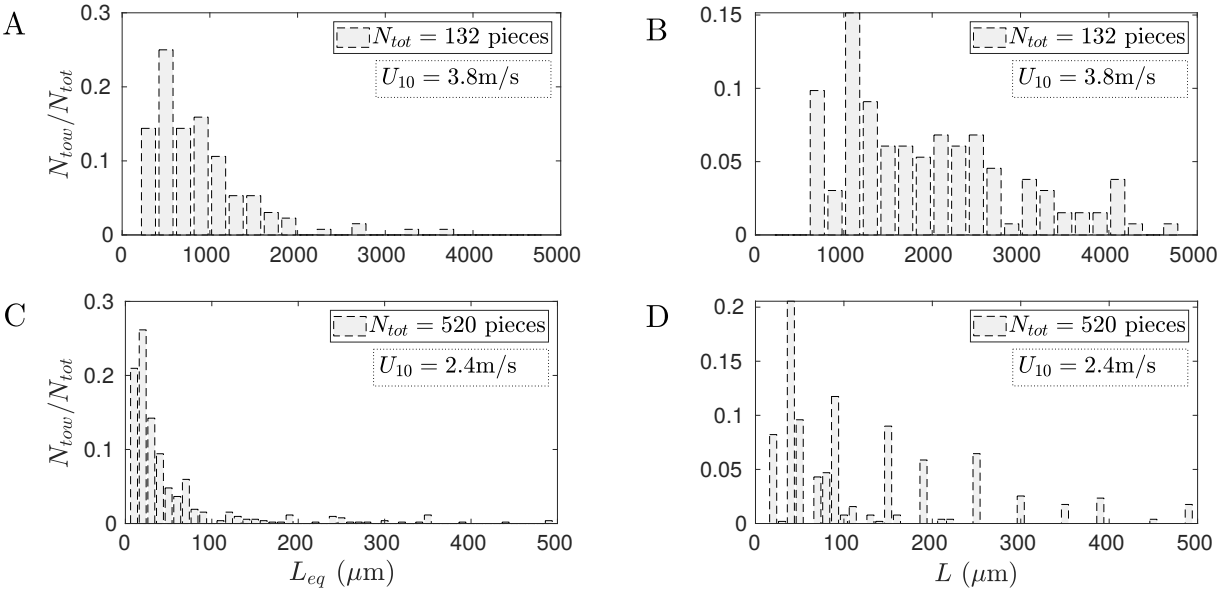


Figure S23 – Relative size distributions of microplastics collected on 11/06/15 in the North Atlantic subtropical gyre. (A) and (B) Relative size distributions of large microplastics ($1-5$ mm) at Beaufort 3 (each bin corresponds to 200 μm). (C) and (D) small microplastic ($25-1000$ μm) relative distribution collected at Beaufort 2 (each bin corresponds to 10 μm). (A) and (C) size distributions using $L_{eq} = \sqrt{L\ell/4}$, the equivalent length, as a size criteria. (B) and (D) size distributions using L, the longest dimension of the plastic particle, as a size criteria.

A.4 Annexes Chapitre 4 (Partie tronquée de l'article en cours de rédaction)

A.4.1 Mixing

The mixing is related to the spatial evolution of the interface. It is well-known that in the classical setup considered here, the layer thickness and the density difference evolve with time (Rouse & Dodu, 1955; Huppert *et al.*, 1995). In order to fix the position of the interface, some authors used two oscillating grids on each side of the interface (Crapper & Linden, 1974). Other authors tried to keep a constant density difference, $\Delta\rho$, between the two fluid layers, adding fresh water in the stirred layer (Hopfinger & Linden, 1982). However, in each case the steady sate was not reached. Indeed, to ensure the steady state both interfacial position and density difference have to remain constant as mentioned by Verso *et al.* (2017) which proposed a interesting model based on the flux balance to characterize the entrainment and thus the mixing. To apply it, a specific setup is needed with inflows and outflows of water. In our case, the setup was not easily modifiable. Consequently both the interface and the density difference evolve with time. In the section, we investigate the time evolution of the interface depending on the stirring. Then we discuss the nature of the turbulence decay in terms of the entrainment rate. Finally, thanks to our large field measurement we discuss the erosion process in our case of OGT.

A.4.1.1 Position of the interface with time

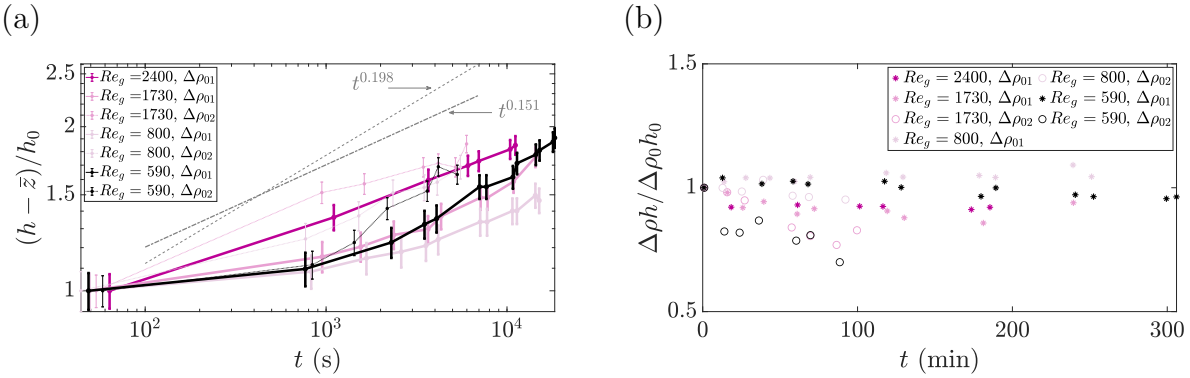


Figure S 24 – (a) Time evolution of the interfacial position, h, normalized by the initial interfacial position, h_0. In order to compare with the power law proposed by Huppert *et al.* (1995) (dash-dotted line), the mean position of the grid, $\overline{z}$, is subtracted from h. (b) Time evolution of the density difference, $\Delta\rho$ multiplied by h. This quantity is normalized by its value at the initial time step, $\Delta\rho_0 h_0$.

Previous studies have mainly investigated the mixing in terms of temporal evolution of the interface. Before to discuss more in details this temporal evolution, we mention that the variation of h is associated to a variation of ρ_1 such as the quantity $\Delta\rho g h$ is preserved (Fig. 24(b)). Huppert *et al.* (1995) proposed the following expression for the interfacial

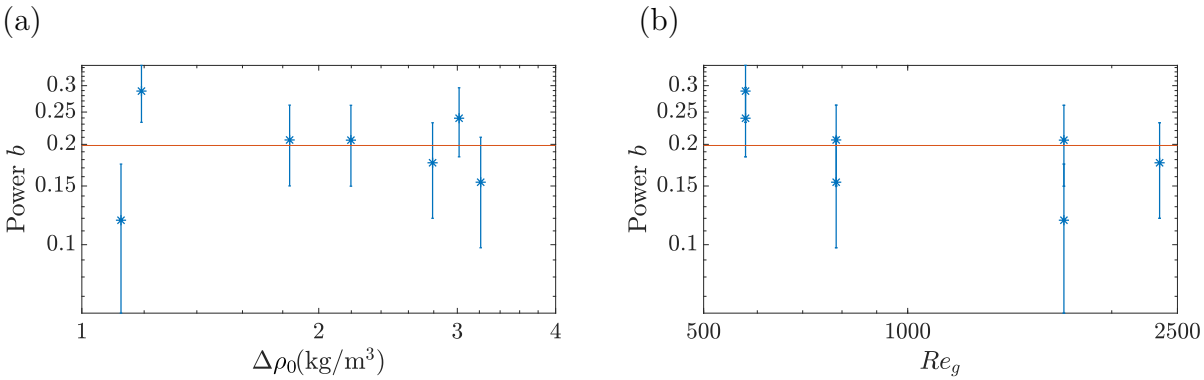


Figure S25 – (a) Power of the time dependence of the interfacial position, b , as function of the initial density difference, $\Delta\rho_0$. (b) Power b as function of the grid Reynolds number, Re_g. Symblos are experimental data and the red solid line is the mean value of b.

position as a function of time

$$h - \overline{z} = Bt^b = C_B \left[\frac{\omega_g^3}{g'h}\right]^b t^b \,, \tag{S16}$$

where $\overline{z}$ is the mean position of the grid, $\omega_g = 2\pi f_g$ is the frequency of the grid, $g' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ is the reduced acceleration due to gravity and b an exponent lower than 1. They found $b = 0.151 \pm 0.008$, constant with $\Delta\rho$ and f_g for a given stroke. Even if we found a higher discrepancy of the power $b = 0.198 \pm 0.056$, our values are in agreement with the one found by Huppert *et al.* (1995). No clear dependence is observed neither with respect to the initial value of $\Delta\rho$ nor Re_g (Fig.25). It supports that b is a constant for our two setups. The authors did not comment on $C_B = B(g'h)^b/\omega_g^{3b}$, which was a constant in their study. By dimensional analysis, C_B has to be proportional to a lengthscale at the power $1 + 2b$. Thus we tried to link C_B with characteristic length scales of our experiements, the stroke and the grid mesh. We tested four possible combinations, presented in Fig. 26. The scaling depending only on the stroke seems a relatively good prediction of C_b with a slight offset (Fig.26 (a)). Combinations of both S and M are also possible for C_B, and data seem closer to the slope 1 when considering adding the mesh size, as shown in Fig.26(b) to (d). The best agreement is found for the scaling SM^{2b}, for which all data collapse on the slope 1 (Fig.26(d)). Thus the following law

$$h - \overline{z} = SM^{2b} \left[\frac{\omega_g^3}{g'h}\right]^b t^b \tag{S17}$$

best predicts the time evolution of the interfacial position.
The time evolution of the interface thickness, δh, is also studied as a function of the interfacial position as well as the integral length in Fig. 27 (a) and (b). We verified that for each experiment, δh, reaches a constant value lower than the initial interface thickness. The final value of δh is about $0.1h$, which is in agreement with Fernando & Long. It testifies that the interface dynamics is controlled by the turbulence, but there could be some more complex equilibrium with molecular diffusion being stronger with a sharp density change (Crapper

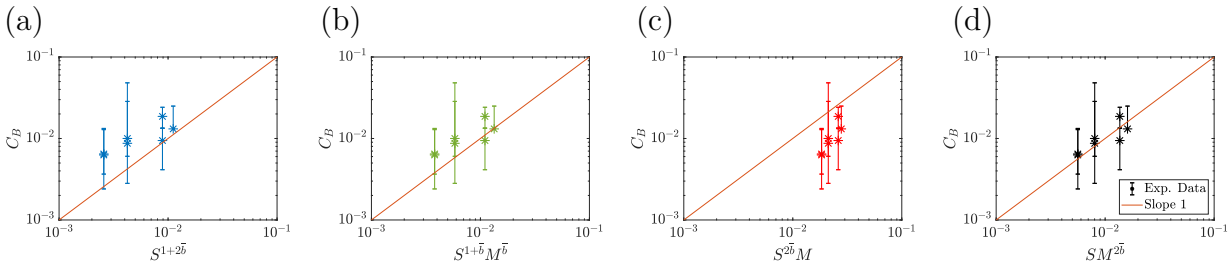


Figure S26 – Scaling laws of the parameter C_B as a function of the characteristic length scales of the device (S the stroke and M the grid mesh). Symbols are experimental data and red line is the slope 1. The mean value of $\bar{b} = 0.198$ was taken.

& Linden, 1974). Nevertheless, there is no clear link between δh and the integral lengthscale of turbulence at the interface L_{int}^{max}, as visible in Fig. 27 (b). As a remark, we remind that δh is determined thanks to conductivity measurements, being instantaneous density profiles. But due to local and intermittent distortions of the interface, regarding only instantaneous density profiles can lead to some aberrant points as already noted in (Hannoun & List, 1988). This can explain some scattering of the points in Fig. 27(a) and (b), even if the steady state should be reached (black dot curve).

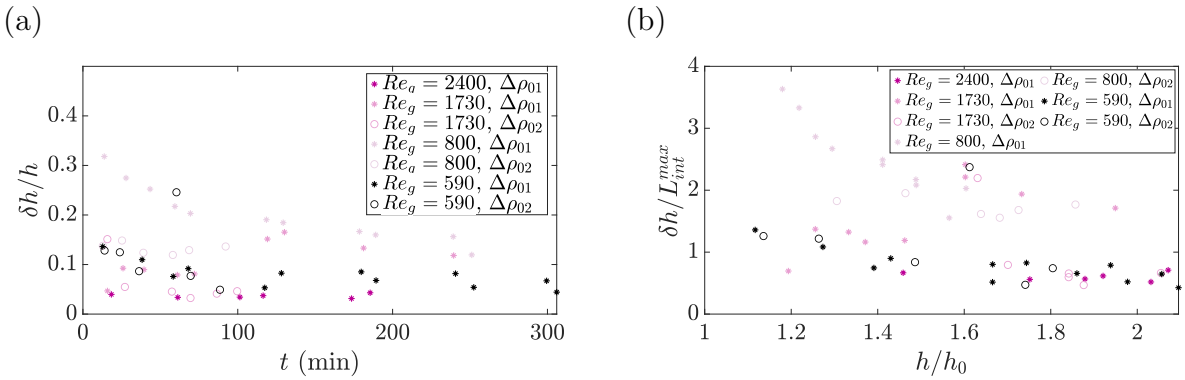


Figure S27 – (a) Normalized interface thickness, $\delta h/h$, as function of the interfacial position, h. (b) Time evolution of the peak value of the integral length-scale, L_{int}^{max}, normalized by the interface thickness, δh.

A.4.1.2 Entrainment law

As discussed in the introduction, we study the entrainment rate as a function of the Richardson number based on eq. (4.7). Both quantities are based on turbulent flow properties that we consider in details below.

The Richardson number is usually defined as $Ri = g\Delta\rho L_{int}/\rho_1 U_{rms}^2$, with the RMS velocity being the value in a homogeneous fluid, evaluated at the depth of the interface. Our results based on this convention are presented in Fig. 28(a). A power law evolution of E with Ri seems to be a correct validation for each experiment, however there is no clear collapse of the

different curves. For $Ri < 1000$, a power law evolution with the power γ being between -1.2 and -1.5 seems to fit with our data. This tendency is in agreement with previous results (Nokes, 1988; Hannoun & List, 1988). For smaller Richardson number ($Ri > 1000$), another tendency is observed. However, no physical explanation was found to explain the various trends observed even for a single experiment. Thus, we discuss below the value of γ from eq. (4.7).

Since it is often assumed that $U_{rms} \propto z^{-n}$, as mentioned before, we can test the choice of the model for n. Using this assumption and the definition of U_e in eq. (4.7), Huppert *et al.* demonstrated that (Huppert *et al.*, 1995)

$$\gamma = \frac{1 - b^{-1}}{2n} - \frac{1}{2}. \tag{S18}$$

We compare Fig. 28(b) the power gamma from our experimental data (γ_{exp} with respect to the theoretical prediction γ_{theo} in eq. (S18) taking $n = 1$, as it currently used in OGT and $n = 5/2$, in better agreement with our observations (see §4.2.4.2). Although the comparison is not perfect, γ_{exp} is better predicted when $n = 5/2$.

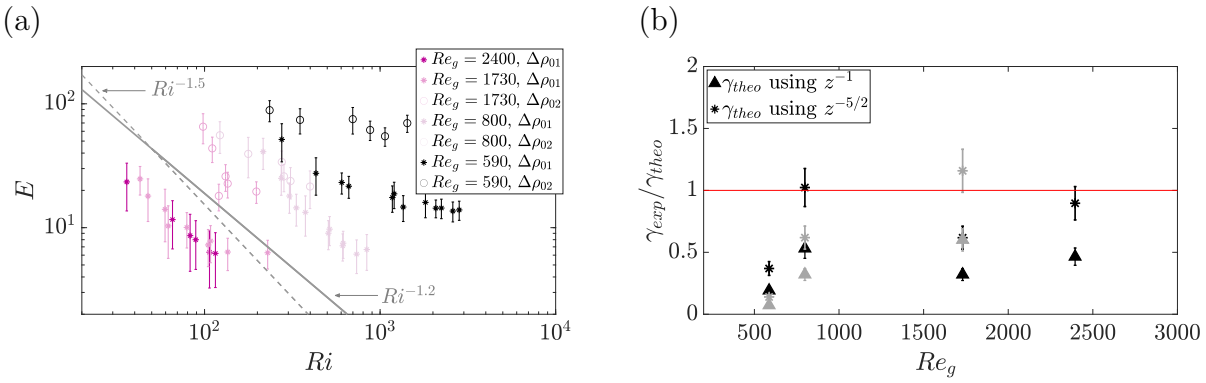


Figure S28 – (a) Entrainment rate, E, as function of the Richardson number, Ri. (b) Power γ as a function of the initial density difference, $\Delta\rho_0$. γ_{exp} is from fitting of experimental data and γ_{theo} is from eq. (S18).

The lack of universal trend in the observations for the entrainment versus the Richardson number leads us to consider alternative definitions for the relevant turbulent quantities to consider. Indeed, we have shown in §4.2.5.3 that the turbulence is altered at the interface, and it can modify the amplitude of the turbulent properties (especially U_{rms}, k and marginally L_{int}) compared to the homogeneous fluid. We have evaluated the quantities in eq. (4.7) based on the turbulent properties estimated at one integral scale from the interface (L_{int}^{max}), where we observed a peak of intensity for L_{int} and U_{rms} in the two-layer case. Based on these two values, we define a new Richardson number and a new entrainment rate such as $Ri' = g\Delta\rho L_{int}^{max}/\rho_1 U_{rms}^{max^2}$ and $E' = U_e/U_{rms}^{max}$. Our results are presented in Fig. 29. As a remark, there are less points than in Fig. 28 because we reported only data for which we did PIV measurements. Indeed, we are not able to predict U_{rms}^{max} from homogeneous fluid, this parameter depending on both the stirring and the distance of the grid.

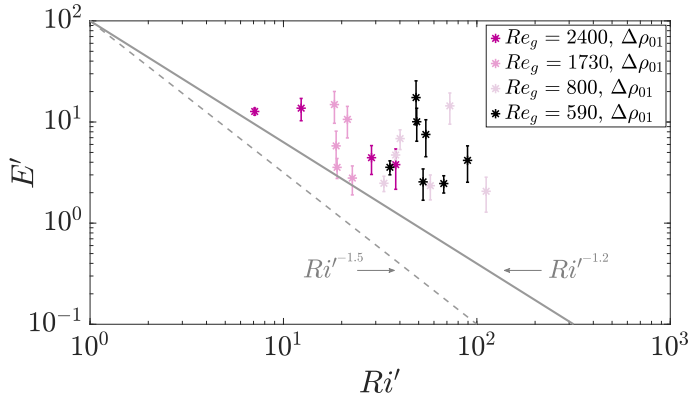


Figure S29 – Entrainment rate based on U_{rms}^{max} as function of the Richardson number, Ri', based on the peak values of U_{rms} and L_{int} near the interfacial position .

On one hand, using Ri', data better collapse. This testifies that the use of a Richardson number based on local flow quantities (U_{rms}^{max} and L_{int}^{max}) is more appropriated to describe the mixing. On the other hand, even if, our data are in reasonably agreement with the law in power -1.2, more discrepancy is observed.

A.4.1.3 Remarks on the origin of mixing

Mixing in OGT is thought to be controlled by local and intermittent events associated to scales larger than the turbulence at the interface (supposedly based on internal waves properties) or by small coherent vortical structures (Fernando, 1991). Thanks to the large field of view and spatial resolution in our experiments, we were able to catch both the large scale structures and the turbulent properties and discuss this aspect. The results obtained in the previous section suggest that indeed, the entrainment law can be prescribed by a power law based on the relevant Richardson number, obtained by considering the true scales of the turbulent shear at the interface for a turbulent flow in a two-layer fluid ($U_{rms}^{max}/L_{int}^{max}$).
Yet, as presented in Section 4.2.5.1, we have also observed some mean flows in most of the cases studied although the turbulent flow is the dominant feature in terms of kinetic energy ($k \gg K$), the structures observed for the mean flow being very similar to downward jets. Mixing induced by a turbulent plume incident with a two-layer fluid interface is a very similar topic of research that has also been a challenging problem to identify the mechanisms at stake, as summarized in (Shrinivas & Hunt, 2014). The entrainment law is then described based on the characteristic vertical velocity of the plume (or jet) at the interface, w_{jet}, and usually compared to a power law in Froude number $Fr_i = w_{jet}/\sqrt{g' r_{jet}}$ with r_{jet} the radius of the plume (or jet) at the interface and g' the reduced gravity. Although our velocity measurements are in a plane not centered on the multiple jets observed, we can roughly estimate the value for the Froude number for each jet to be smaller than 1. This regime is associated to intermittent internal wave breaking controlled by the mean shear generated by the jet. As can be seen in Fig. 30 where we display the map of the Richardson number computed on the mean flow properties, $Ri_* = \frac{g'}{\delta h \nabla_z(\overline{u})}$, our flow is in a similar regime of

stability as described in a recent study (Herault *et al.*, 2018), with Kelvin-Helmholtz or Holmboe instabilities being excluded to justify internal wave breaking.

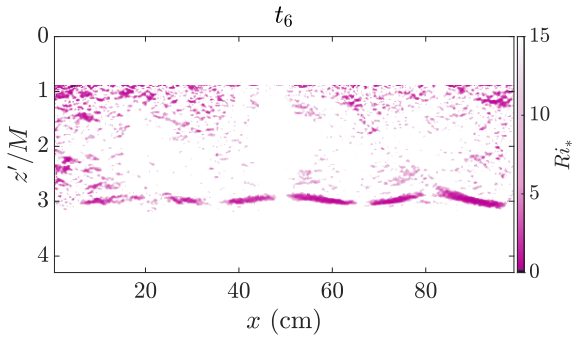


Figure S30 – Spatial map of the Richardson number, $Ri_* = \frac{g'}{\delta h \nabla_z(\overline{u})}$ based on the shear of the mean flow, $\nabla_z(\overline{u})$, interface thickness, δh and the the reduced gravity acceleration, g', at t_6 for $Re_g = 800$.

In the context of our study dedicated to OGT, it is impossible for us to discriminate mixing induced by shear-free turbulence only with shear-free turbulence in the presence of weak jet-like mean flows. More precisely, we cannot know if shear-free turbulence is altered by the jets leading to a different entrainment rate, or if entrainment due to shear-free OGT can be added independently to the one due to turbulent plume. We consider that a better understanding of the amplification of U_{rms} at the interface could greatly help in answering the question.

A.4.2 Conclusions

In this paper we have described the turbulent properties of shear-free turbulence induced by two different oscillating grid systems, in a homogeneous and a two-layer stratified fluid. In the case of OGT in a homogeneous fluid, our results are in good agreement with previous studies. We have improved the description of the turbulence decay with depth by considering a larger field of view, and we have been able to verify that the description of Matsunaga *et al.* (Matsunaga *et al.*, 1999) is better suited to model the fast decay far from the grid, although not perfectly adjusted in terms of fitting parameters. For the first time, we have deduced from our measurement the eddy viscosity profile, $\nu_t(z)$ based on a $k-\epsilon$ model, and we have provided a parametric form to prescribe it from experimental parameters. We found that ν_t is almost constant over a certain depth, H_s, before decreasing as a power law in $z^{-3/2}$. We consider ν_t to be a fundamental quantity to study other problems in OGT, such as mixing or the transport of a second phase (pollutants, particles) in general, and we hope this parametrization will be of interest for future studies.
The extension of our results to OGT in a two-layer fluid has also been investigated. We verify that the turbulent flow far from the interface ($0 < z/h < 0.6$) is still comparable to OGT in a homogeneous fluid, although some variations of the fitting parameters with time can occur. Near the interface, differences with the case of an homogeneous fluid are observed. The loss of isotropy and the amplification of the turbulence near the interface is very similar

to the observations made for a solid boundary (McCorquodale & Munro, 2017) or in previous studies (Hannoun *et al.*, 1988). Peaks for the turbulent horizontal velocity, kinetic energy, and integral length are visible at a distance of L_{int}^{max} (max of the integral length with depth) or even less from the interface, before going to zero at the interface. Surprisingly, ν_t (at the difference of the others turbulent quantities) no longer depends on z in such configuration. Finally, we investigate the mixing that also takes place when studying OGT in a two-layer fluid. The results on the evolution of the interface with time and the entrainment law as a function of the Richardson number are comparable with past studies who systematically consider OGT in a homogeneous fluid as a reference for velocity and length scales (Nokes, 1988; Hannoun & List, 1988; Fernando, 1991). Yet, the collapse of all observations on a simple law is not possible for various experimental cases with different strokes, frequencies or density jumps. The entrainment law of the interface is is a function of the Richardson number only, if the latter is associated to the turbulent flow properties measured at the interface and not from the properties observed in a homogenous fluid. This local Richardson number near the interface is clearly controlled by the turbulence at the interface. However, the mechanisms at stake to justify this alteration of the Richardson number could be due shear-free turbulence only, or could be combined to other effects induced by weak mean flow resembling turbulent plumes. We suggest to investigate this question in future studies focusing on mixing of a two-layer fluid with OGT as well as controlled turbulent plumes.

A.4.3 Depth profiles of turbulent quantities in homogeneous fluid for an other Reynolds number

In this section, depth profiles of turbulent quantities obtained for a Reynolds number, Re_g, of 7980 are shown. More precisely, depth profiles of the turbulent kinetic energy, k, the integral length-scale, L_{int} and the eddy viscosity are shown. This experiment was performed in setup 2, being different from the one used for the case presented in the main part of the paper. It highlights that our approach do not depend on the geometry of the tank. Moreover, in this setup, images where recorded in two different laser sheets. They were located at $x = L/4$ and $x = L/2$ from the border of the tank, where L is the width of the tank. Thus, we also illustrate that our approach describes the OGT in the whole tank.

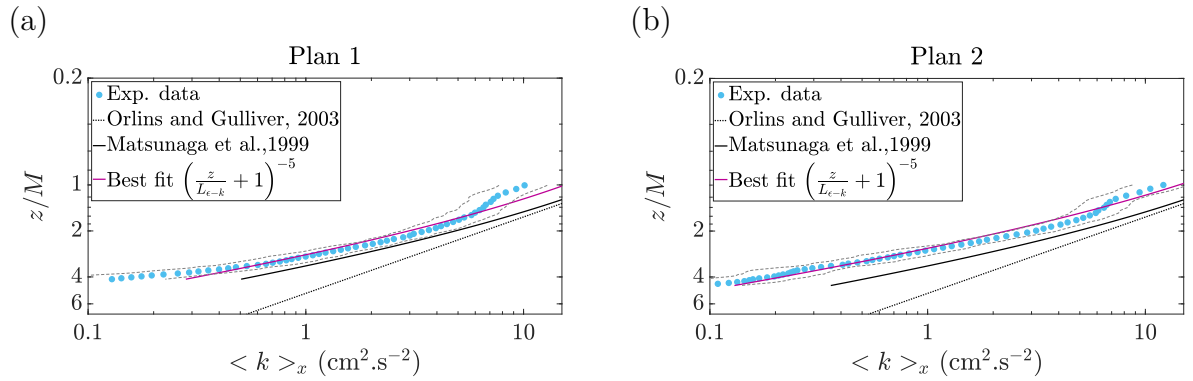


Figure S31 – Depth profiles of the turbulent kinetic energy, k, obtained in two laser sheets at (a) $x = L/4$ and (b) $x = L/2$ from the border of the tank. Symbols represent experimental data, with thin gray lines indicating the uncertainty in the values based on rms variations in k. Black lines represent models in eq. (4.2) and (4.3).

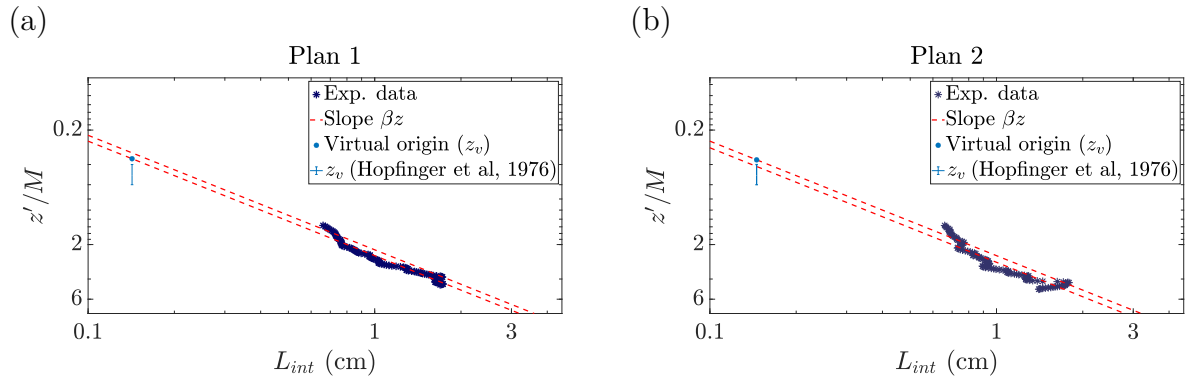


Figure S32 – Depth profiles of the integral length-scale, L_{int}, obtained in two laser sheets at (a) $x = L/4$ and (b) $x = L/2$ from the border of the tank. The blue diamond is the virtual origin from the experimental data. The error-bar is the virtual origin from Hopfinger & Toly (1976). Red dash lines are eq. (4.6) for two proportionality constants.

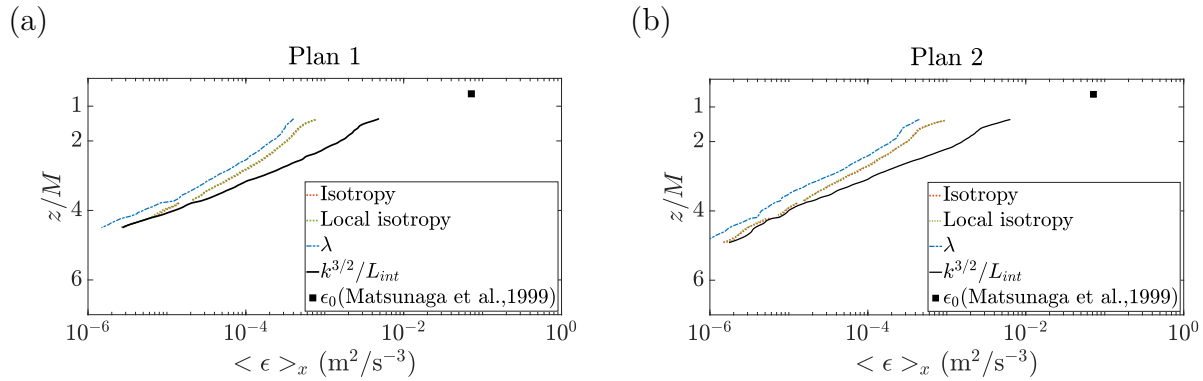


Figure S 33 – Vertical profiles of the dissipation rate, ϵ, calculated from four definitions with different assumptions. They was obtained in two laser sheets at (a) $x = L/4$ and (b) $x = L/2$ from the border of the tank.

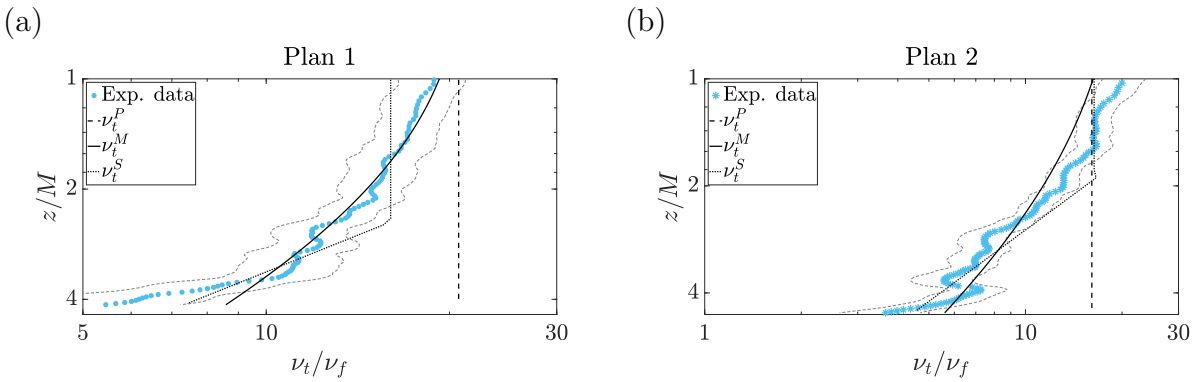


Figure S34 – Depth profiles of the eddy viscosity, ν_t, obtained in two laser sheets at (a) $x = L/4$ and (b) $x = L/2$ from the border of the tank. ν_t is normalized by the fluid kinematic viscosity ν_f. Symbols are experimental data with thin blue lines indicating the uncertainty in the values. Black lines are the parametric laws from equations (4.9) to (4.11).

A.5 Annexes Chapitre 5

A.5.1 Impact des particules sur la turbulence

Comme expliqué Chapitre 5, dans le cas de suspension dans un écoulement turbulent, les particules peuvent impacter ce dernier. Auquel cas, sa caractérisation faite par des mesures de PIV sans la présence des particules flottantes ne peut être utilisée pour déduire le profil de concentration en particules. Plus précisément, la viscosité turbulente mesurée dans un écoulent sans particule ne peut être prise pour le calculer. La caractérisation de l'écoulement n'ayant pas été réalisée en même temps que les mesures de $n_p(z)$, nous vérifions que les particules considérées dans cette thèse ne rétro-agissent pas sur l'écoulement en utilisant des critères issus de la littérature sur les suspensions de sédiments. Ils sont basés sur un nombre de Rouse local, $Rou(z)$, et un nombre de Richardson local, $Ri(z)$, respectivement définis eq. (5.9) et eq. (5.10) dans ce manuscrit.
Bennett *et al.* (2014) ont mis en avant que pour des suspensions de sédiments, les particules impactent l'écoulement lorsque $Rou(z) < 0.5$, et ce même pour $\phi_p \leq 10^{-2}$. Ce critère a donc été vérifié pour chaque type de particules. Les figures S35(a-c) montrent les profils du nombre de Rouse local des forçages les plus énergétiques réalisés pour chaque flottabilité. En effet, ils s'agit de ceux les plus susceptibles de conduire à $Rou(z) < 0.5$.

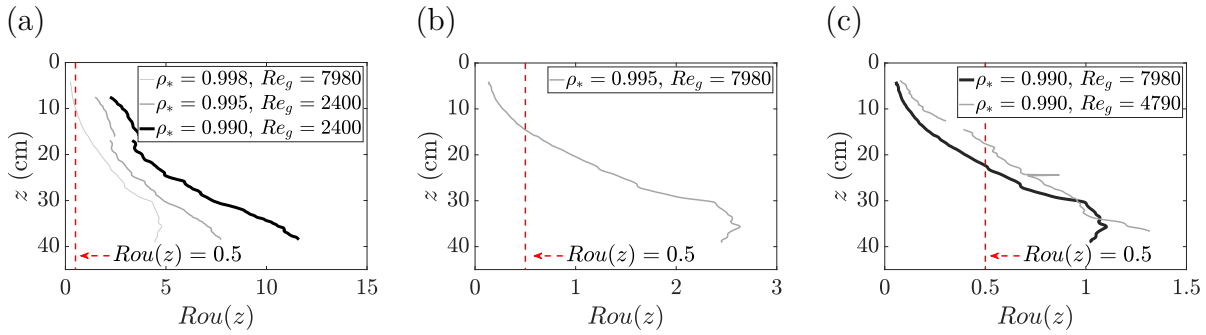


Figure S35 – Profil vertical du nombre de Rouse local pour (a) les particules P6, (b) celles P2 et (c) celles P0.

Pour les particules P6, le critère est bien respecté pour les 3 flottabilités (Fig. S35(a)). Nous pouvons donc effectivement utiliser les données de PIV faites indépendamment des mesures de concentration. Pour les particules P2, le critère semble relativement acceptable bien que dans sa limite de validité (Fig. S35(b)). Nous admettons donc que, là encore, les particules n'influencent pas la turbulence. Pour les particules P0 en revanche le critère n'est pas satisfait et ce pour plusieurs forçages (Fig. S35(c)). Pour trancher sur l'impact (ou non) des particules sur l'écoulement, leur concentration est considérée au travers du nombre de Richarsdon local. Il est admis pour des particules inertielles que celles-ci n'influencent pas l'écoulement si $Rou(z)Ri(z) < 1$. Nous illustrons Fig. S36 le profil de $Rou(z)Ri(z)$ pour le forçage le plus énergétique. Nous vérifions ainsi que la concentration en particules est suffisamment faible pour que ces dernières ne rétro-agissent pas sur l'écoulement ($Rou(z)Ri(z) << 1$ sur toute la zone de mesure). A noter que si cela est vrai pour le forçage le plus énergétique, alors il en est de même pour les forçages plus faibles, pour lesquels (1) $Rou(z)$ est plus faible et (2)

la masse totale mise en suspension est inférieure ou égale à celle mise en suspension à très fort Reynolds de grille.

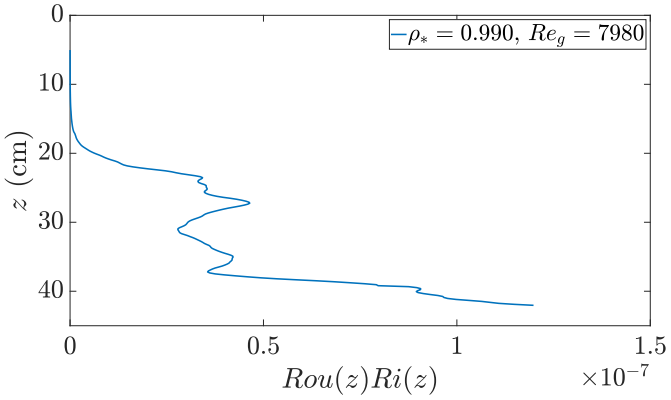


Figure S36 – Profil vertical du produit entre le nombre de Rouse local, $Rou(z)$, et le nombre de Richardson local, $Ri(z)$, pour les particules P0.

Bibliographie

Absi, R., Marchandon, S. & Lavarde, M. 2011 Turbulent diffusion of suspended particles : Analysis of the turbulent schmidt number. In *Diffusion in Solids and Liquids VI*, *Defect and Diffusion Forum*, vol. 312, pp. 794–799. Trans Tech Publications Ltd.

Adrian, R. J. & Westerweel, J. 2011 *Particle Image Velocimetry*, 1st edn. Cambridge University Press.

Al-Homoud, A. & Hondzo, M. 2007 Energy dissipation estimates in oscillating grid setup : LDV and PIV measurements. *Environmental Fluid Mechanics* **7** (2), 143–158.

Aliseda, A., Cartellier, A., Hainaux, F. & Lasheras, J. C. 2002 Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **468**, 77–105.

Amoudry, L., Hsu, T.-J. & Liu, P. L.-F. 2005 Schmidt number and near-bed boundary condition effects on a two-phase dilute sediment transport model. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **110** (C9).

Anis, A. & Moum, J. N. 1995 Surface wave–turbulence interactions. scaling $\epsilon(z)$ near the sea surface. *Journal of Physical Oceanography* **25** (9), 2025–2045.

Ardhuin, F. & Jenkins, A. D. 2006 On the interaction of surface waves and upper ocean turbulence. *Journal of Physical Oceanography* **36** (3), 551–557.

Auguste, F. & Magnaudet, J. 2018 Path oscillations and enhanced drag of light rising spheres. *Journal of Fluid Mechanics* **841**, 228–266.

Auton, T. R., Hunt, J. C. R. & Prud'Homme, M. 1988 The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics* **197**, 241–257.

Bagheri, G. & Bonadonna, C. 2016 On the drag of freely falling non-spherical particles. *Powder Technology* **301**, 526 – 544.

Basset, A. B. & Strutt, J. W. 1888 III. on the motion of a sphere in a viscous liquid. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.* **179**, 43–63.

Bennett, S. J., Atkinson, J. F., Hou, Y. & Fay, M. J. 2013 Turbulence modulation by suspended sediment in a zero mean-shear geophysical flow. *Coherent Flow Structures at Earth's Surface* **20**, 309–321.

Bennett, S. J., Hou, Y. & Atkinson, J. F. 2014 Turbulence suppression by suspended sediment within a geophysical flow. *Environmental Fluid Mechanics* **14** (4), 771–794.

Bergmann, M., Wirzberger, V., Krumpen, T., Lorenz, C., Primpke, S., Tekman, M. B. & Gerdts, G. 2017 High quantities of microplastic in arctic deep-sea sediments from the HAUSGARTEN observatory. *Environmental Science and Technology* **51** (19), 11000–11010.

Bombelli, P., Howe, C. J. & Bertocchini, F. 2017 Polyethylene bio-degradation by caterpillars of the wax moth galleria mellonella. *Current Biology* **27** (8), R292 – R293.

Bosse, T., Kleiser, L. & Meiburg, E. 2006 Small particles in homogeneous turbulence : Settling velocity enhancement by two-way coupling. *Physics of Fluids* **18** (2), 027102.

Bourassa, M., Vincent, D. G. & Wood, W. L. 2001 A Sea State Parameterization with Nonarbitrary Wave Age Applicable to Low and Moderate Wind Speeds. *Journal of Physical Oceanography* **31** (10), 2840–2851.

Bourgoin, M. & Xu, H. 2014 Focus on dynamics of particles in turbulence. *New Journal of Physics* **16** (8), 085010.

Brach, L., Deixonne, P., Bernard, M. F., Durand, E., Desjean, M. C., Perez, E., van Sebille, E. & ter Halle, A. 2018 Anticyclonic eddies increase accumulation of microplastic in the north atlantic subtropical gyre. *Marine Pollution Bulletin* **126**, 191–196.

Brunner, K., Kukulka, T., Proskurowski, G. & Law, K. L. 2015 Passive buoyant tracers in the ocean surface boundary layer : 2. observations and simulations of microplastic marine debris. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **120** (11), 7559–7573.

Buscombe, D. & Conley, D. 2012 Schmidt number of sand suspensions under oscillating grid turbulence. *Coastal Engineering Proceedings* **1** (33), sediment.20.

Calzavarini, E., Kerscher, M., Lohse, D. & Toschi, F. 2008 Dimensionality and morphology of particle and bubble clusters in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* **607**, 13–24.

van Cauwenberghe, L., Devriese, L., Galgani, F., Robbens, J. & Janssen, Colin R. 2015 Microplastics in sediments : A review of techniques, occurrence and effects. *Marine Environmental Research* **111**, 5 – 17.

Chauchat, J. 2018 A comprehensive two-phase flow model for unidirectional sheet-flows. *Journal of Hydraulic Research* **56** (1), 15–28.

Cheng, N. S. & Law, A. W. K. 2001 Measurements of Turbulence Generated By Oscillating Grid. *Journal of Hydraulic Engineering* **127** (3), 201–208.

Chiapponi, L., Longo, S. & Tonelli, M. 2012 Experimental study on oscillating grid turbulence and free surface fluctuation. *Experiments in Fluids* **53** (5), 1515–1531.

Cisse, M., Saw, E.-W., Gibert, M., Bodenschatz, E. & Bec, J. 2015 Turbulence attenuation by large neutrally buoyant particles. *Physics of Fluids* **27** (6), 061702.

Claessens, M., De Meester, S., Van Landuyt, L., De Clerck, K. & Janssen, C. R. 2011 Occurrence and distribution of microplastics in marine sediments along the belgian coast. *Marine Pollution Bulletin* **62**, 2199–2204.

Clift, R., Grace, J. R. & Weber, M. E. 1978 *Bubbles, Drops, and Particles*, united kingdom edn. Academic Press.

Cole, M., Webb, H., Lindeque, P. K., Fileman, E. S., Halsband, C. & Galloway, T. S. 2014 Isolation of microplastics in biota-rich seawater samples and marine organisms. *Scientific Reports* **4**, 4528.

Cozar, A., Echevarria, F., Gonzalez-Gordillo, J. I., Irigoien, X., Ubeda, B., Hernandez-Leon, S., Palma, A. T., Navarro, S., Garcia-de Lomas, J., Ruiz, A., Fernandez-de Puelles, M. L. & Duarte, C. M. 2014 Plastic debris in the open ocean. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **111** (28), 10239–10244.

Craig, P. D. & Banner, M. L. 1994 Modeling Wave-Enhanced Turbulence in the Ocean Surface Layer. *Journal of Physical Oceanography* **24** (12), 2546–2559.

Crapper, P. F. & Linden, P. F. 1974 The structure of turbulent density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics* **65** (1), 45–63.

D'Asaro, Eric A. 2014 Turbulence in the Upper-Ocean Mixed Layer. *Annual Review of Marine Science* **6** (1), 101–115.

D'Asaro, E. A., Shcherbina, A. Y., Klymak, J. M., Molemaker, J., Novelli, G., Guigand, C. M., Haza, A. C., Haus, B. K., Ryan, E. H., Jacobs, G. A., Huntley, H. S., Laxague, N. J. M., Chen, S., Judt, F., McWilliams, J. C., Barkan, R., Kirwan, A. D., Poje, A. C. & Özgökmen, T. M. 2017 Ocean convergence and the dispersion of flotsam. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **115** (6), 1162–1167.

De Jong, J., Cao, L., Woodward, S. H., Salazar, J. P.L.C., Collins, L. R. & Meng, H. 2009 Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence. *Experiments in Fluids* **46** (3), 499–515.

Doron, P., Bertuccioli, L., Katz, J. & Osborn, T. R. 2001 Turbulence Characteristics and Dissipation Estimates in the Coastal Ocean Bottom Boundary Layer from PIV Data. *Journal of Physical Oceanography* **31**, 2108–2134.

Drennan, W. M., Kahma, K. K., Terray, E. A., Donelan, M. A. & Kitaigorodskii, S. A. 1992 Observations of the enhancement of kinetic energy dissipation beneath breaking wind waves. In *Breaking Waves*, pp. 95–101. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg.

Elghobashi, S. 1994 On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied Scientific Research* **52**, 309–329.

Enders, K., Lenz, R., Stedmon, C. A. & Nielsen, T. G. 2015 Abundance, size and polymer composition of marine microplastics $\geq$10 μm in the Atlantic Ocean and their modelled vertical distribution. *Marine Pollution Bulletin* **100**, 70–81.

Eriksen, M., Lebreton, L. C.M., Carson, H. S., Thiel, M., Moore, C. J., Borerro, J. C., Galgani, F., Ryan, P. G. & Reisser, J. 2014 Plastic Pollution in the World's Oceans : More than 5 Trillion Plastic Pieces Weighing over 250,000 Tons Afloat at Sea. *PLOS ONE* **9** (12), 1–15.

Ern, P., Risso, F., Fabre, D. & Magnaudet, J. 2012 Wake-induced oscillatory paths of bodies freely rising or falling in fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics* **44** (1), 97–121.

Fabres, J., Heidi Savelli, T., Schoolmeester, I. R. & Baker, E. 2016 *Marine Litter Vital Graphics*. UN-Environment, GRID-Arendal.

Fan, Y. & Hwang, P. 2017 Kinetic energy flux budget across air-sea interface. *Ocean Modelling* **120** (April), 27–40.

Fernando, H. J. 1989 Turbulent mixing across density interfaces : a review of laboratory experiment and their oceanic implications. In *Hawaiian Winter Workshop*, pp. 205–217.

Fernando, H. J. & Long, R. R. 1983 The growth of a grid-generated turbulent mixed layer in a two-fluid system. *Journal of Fluid Mechanics* **133**, 377–395.

Fernando, H. J. S. 1991 Turbulent Mixing in Stratified Fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics* **23** (1), 455–493.

Fiabane, L., Volk, R., Pinton, J.-F., Monchaux, R., Cartellier, C. & Bourgoin, B. 2013 Do finite-size neutrally buoyant particles cluster ? *Physica Scripta* **T155**, 014056.

Fiabane, L., Zimmermann, R., Volk, R., Pinton, J.-F. & Bourgoin, M. 2012 Clustering of finite-size particles in turbulence. *Physical Review E* **86**, 035301.

Field, S. B., Klaus, M., Moore, M. G. & Nori, F. 1997 Chaotic dynamics of falling disks. *Nature* **388** (6639), 252–254.

Filella, M. 2015 Questions of size and numbers in environmental research on microplastics : methodological and conceptual aspects. *Environmental Chemistry* **12**, 527–538.

Flesch, T. K, Prueger, J. H. & Hatfield, J. L. 2002 Turbulent schmidt number from a tracer experiment. *Agricultural and Forest Meteorology* **111** (4), 299 – 307.

Foekema, E. M., De Gruijter, C., Mergia, M. T., van Franeker, J. A., Murk, A. J. & Koelmans, A. A. 2013 Plastic in north sea fish. *Environmental Science and Technology* **47**, 8818–8824.

Fornari, W., Brandt, L., S., Zade. & Picano, F. 2019 Settling of finite-size particles in turbulence at different volume fractions. *Acta Mechanica* **230**, 1619–6937.

Fornari, W., Picano, F. & Brandt, L. 2016*a* Sedimentation of finite-size spheres in quiescent and turbulent environments. *Journal of Fluid Mechanics* **788**, 640–669.

Fornari, W., Picano, F., Sardina, G. & Brandt, L. 2016*b* Reduced particle settling speed in turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **808**, 153–167.

Gargett, A. E., Osborn, T. R. & Nasmyth, P. W. 1984 Local isotropy and the decay of turbulence in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **144**, 231–280.

Gawarkiewicz, G. & Chapman, D. C. 1995 A numerical study of dense water formation and transport on a shallow, sloping continental shelf. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **100** (C3), 4489–4507.

Gemmrich, J. R. & Farmer, D. M. 1999 Near-surface turbulence and thermal structure in a wind-driven sea. *Journal of Physical Oceanography* **29** (3), 480–499.

Gerbi, G. P., Trowbridge, J. H., Terray, E. A., Plueddemann, A. J. & Kukulka, T. 2009 Observations of turbulence in the ocean surface boundary layer : Energetics and transport. *Journal of Physical Oceanography* **39** (5), 1077–1096.

Geyer, R., Jambeck, J. R. & Law, K. L. 2017 Production, use, and fate of all plastics ever made. *Science Advances* **3** (7), e1700782.

Gigault, J., ter Halle, A., Baudrimont, M., Pascal, P. Y., Gauffre, F., Thuy-Linh, P., El Hadri, H., Grassl, B. & Reynaud, S. 2018 What is a nanoplastic ? *Environmental Pollution* **235**, 1030–1034.

Gigault, J., Pedrono, B., Maxit, B. & Ter Halle, A. 2016 Marine plastic litter : the unanalyzed nano-fraction. *Environ. Sci. : Nano* **3**, 346–350.

Goldman, I.B. & Marchello, J. M. 1969 Turbulent schmidt numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **12** (7), 797 – 802.

Good, G. H., Ireland, P. J., Bewley, G. P., Bodenschatz, E., Collins, L. R. & Warhaft, Z. 2014 Settling regimes of inertial particles in isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **759**, R3.

Gratiot, N., Michallet, H. & Mory, M. 2005 On the determination of the settling flux of cohesive sediments in a turbulent fluid. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **110** (6), 1–10.

Greimann, B. P., M., Muste & Jr. F. M., Holly 1999 Two-phase formulation of suspended sediment transport. *Journal of Hydraulic Research* **37** (4), 479–500.

Gualtieri, C., Angeloudis, A., Bombardelli, F., Jha, S. & Stoesser, T. 2017 On the Values for the Turbulent Schmidt Number in Environmental Flows. *Fluids* **2** (4), 17.

Haider, A. 1989 Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles. *Powder Technology* **58**, 63–70.

Hannoun, I. A., Fernando, H. J.S. & List, E. J. 1988 Turbulence structure near a sharp density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **189**, 189–209.

Hannoun, I. A. & List, E. J. 1988 Turbulent mixing at shear-free density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **189**, 211–234.

Hanvey, J. S., Lewis, P. J., Lavers, J. L., Crosbie, N. D., Pozo, K. & Clarke, B. O. 2017 A review of analytical techniques for quantifying microplastics in sediments. *Analytical Methods* **9**, 1369–1383.

Harcourt, R. 2015 An improved second-moment closure model of langmuir turbulence. *Journal of Physical Oceanography* **45**, 84–103.

Harcourt, R. R. & D'Asaro, E. A. 2008 Large-eddy simulation of langmuir turbulence in pure wind seas. *Journal of Physical Oceanography* **38** (7), 1542–1562.

Harrison, J. P., Ojeda, J. J. & Romero-Gonzalez, M. E. 2012 The applicability of reflectance micro-fourier-transform infrared spectroscopy for the detection of synthetic microplastics in marine sediments. *Science of The Total Environment* **416**, 455–463.

Herault, J., Facchini, G. & Le Bars, M. 2018 Erosion of a sharp density interface by a turbulent jet at moderate froude and reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* **838**, 631–657.

Hitimana, E., Fox, R., Hill, J. & Olsen, M. 2019 Experimental characterization of turbulent mixing performance using simultaneous stereoscopic particle image velocimetry and planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids* **60**, 28.

Hohenblum, P., Liebmann, B. & Liedermann, M. 2015 Plastic and microplastic in the environment. *Environment Agency Austria, Umweltbundesamt, Vienna* .

Homann, H. 2017 Modeling and simulation of finite-size particles in turbulence. In *Collective Dynamics of Particles, International Centre for Mechanical Sciences (Courses and Lectures)*, , vol. 576. Springer, Cham.

Homann, H. & Bec, J. 2010 Finite-size effects in the dynamics of neutrally buoyant particles in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* **651**, 81–91.

Hopfinger, E. J. & Linden, P. F. 1982 Formation of thermoclines in zero-mean-shear turbulence subjected to a stabilizing buoyancy flux. *Journal of Fluid Mechanics* **144**, 157–173.

Hopfinger, E. J. & Toly, J. A. 1976 Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics* **78** (1), 155–175.

Horowitz, M. & Williamson, C. H. K. 2010 The effect of reynolds number on the dynamics and wakes of freely rising and falling spheres. *Journal of Fluid Mechanics* **651**, 251–294.

Huck, P. D., Bateson, C., Volk, R., Cartellier, A., Bourgoin, M. & Aliseda, A. 2018 The role of collective effects on settling velocity enhancement for inertial particles in turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **846**, 1059–1075.

Huisman, S. G., Barois, T., Bourgoin, M., Chouippe, A., Doychev, T., Huck, P., Morales, C. E. B., Uhlmann, M. & Volk, R. 2016 Columnar structure formation of a dilute suspension of settling spherical particles in a quiescent fluid. *Physical Review Fluids* **1**, 074204.

Huppert, H. E., Turner, J. S. & Hallworth, M. A. 1995 Sedimentation and entrainment in dense layers of suspended particles stirred by an oscillating grid. *Journal of Fluid Mechanics* **289**, 263–293.

Imhof, H. K., Laforsch, C., Wiesheu, A. C., Schmid, J., Anger, P. M., Niessner, R. & Ivleva, N. P. 2016 Pigments and plastic in limnetic ecosystems : A qualitative and quantitative study on microparticles of different size classes. *Water Research* **98**, 64–74.

Imhof, H. K, Schmid, J., Niessner, R., Ivleva, N. P. & Laforsch, C. 2012 A novel, highly efficient method for the separation and quantification of plastic particles in sediments of aquatic environments. *Limnology and Oceanography : Methods* **10**, 524–537.

Jambeck, J. R., Geyer, R., Wilcox, C., Siegler, T. R., Perryman, M., Andrady, A., Narayan, R. & Law, K. L. 2015 Marine pollution. Plastic waste inputs from land into the ocean. *Science* **347** (6223), 768–771.

Jenny, M., Bouchet, G. & Dusek, J. 2003 Nonvertical ascension or fall of a free sphere in a newtonian fluid. *Physics of Fluids* **15** (1), L9–L12.

Johnson, G. C., McPhaden, M. J. & Firing, E. 2001 Equatorial pacific ocean horizontal velocity, divergence, and upwelling. *Journal of Physical Oceanography* **31** (3), 839–849.

Kaeppler, A., Fischer, D., Oberbeckmann, S., Schernewski, G., Labrenz, M., Eichhorn, K. J. & Voit, B. 2016 Analysis of environmental microplastics by vibrational microspectroscopy : Ftir, raman or both ? *Analytical and Bioanalytical Chemistry* **408**, 8377–8391.

Kane, I. A., Clare, M. A., Miramontes, E., Wogelius, R., Rothwell, J. J., Garreau, P. & Pohl, F. 2020 *Science* **368** (6495), 1140–1145.

Kanhai, L. D. K., Officer, R., Lyashevska, O., Thompson, R. C. & O'Connor, I. 2017 Microplastic abundance, distribution and composition along a latitudinal gradient in the atlantic ocean. *Marine Pollution Bulletin* **115**, 307–314.

Kantha, L. H., Phillips, O. M. & S., Azad R. 1977 The bulk flux Richardson number applied on turbulent entrainment at a stable density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **79**, 753–768.

Kooi, M., Van Nes, E. H., Scheffer, M. & Koelmans, A. A. 2017 Ups and Downs in the Ocean : Effects of Biofouling on Vertical Transport of Microplastics. *Environmental Science and Technology* **51** (14), 7963–7971.

Kukulka, T. 2019 Wave-driven upper ocean processes. J. Kirk Cochran, Henry J. BokuniewiczPatricia L. Yager), pp. 105 – 112. Oxford : Academic Press.

Kukulka, T. & Brunner, K. 2015 Passive buoyant tracers in the ocean surface boundary layer : 1. Influence of equilibrium wind-waves on vertical distributions. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **120** (october), 3837–3858.

Kukulka, T. & Law, K. L. 2016 Upper ocean turbulence and its influence on microplastic particle transport. *Journal of Ocean Technology* **11**, 140–141.

Kukulka, T., Law, K. L. & Proskurowski, G. 2016 Evidence for the influence of surface heat fluxes on turbulent mixing of microplastic marine debris. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **46**, 809–815.

Kukulka, T., Proskurowski, G., Meyer, D. W. & Law, K. L. 2012 The effect of wind mixing on the vertical distribution of buoyant plastic debris. *Geophysical Research Letters* **39** (January), 1–6.

Large, W. G., McWilliams, J. C. & Doney, S. C. 1994 Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics* **32** (4), 363–403.

Large, W. G. & Pond, S. 1981 Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *Journal of Physical Oceanography* **11** (3), 324–336.

Lavender, K. L., Davis, R. E. & Owens, W. B. 2002 Observations of open-ocean deep convection in the labrador sea from subsurface floats. *Journal of Physical Oceanography* **32** (2), 511–526.

Law, K. L. 2017 Plastics in the marine environment. *Annual Review of Marine Science* **9** (1), 205–229.

Law, K. L., Morét-Ferguson, S. E., Goodwin, D. S., Zettler, E. R., Deforce, E., Kukulka, T. & Proskurowski, G. 2014 Distribution of surface plastic debris in the eastern pacific ocean from an 11-year data set. *Environmental Science and Technology* **48** (9), 4732–4738.

Law, K. L., Morét-Ferguson, S. E., Maximenko, N. A., Proskurowski, G., Peacock, E. E., Hafner, J. & Reddy, C. M. 2010 Plastic Accumulation in the North Atlantic Subtropical Gyre. *Science* **329** (September), 1185–1188.

Lebreton, L., Egger, M. & Slat, B. 2019 A global mass budget for positively buoyant macroplastic debris in the ocean. *Scientific Reports* **9** (1), 1–10.

Lee, D.-G. & Kim, H.-Y. 2011 Sinking of small sphere at low reynolds number through interface. *Physics of Fluids* **23** (7), 072104.

Leibovich, S. 1983 The form and dynamics of langmuir circulations. *Annual Review of Fluid Mechanics* **15** (1), 391–427.

Lenz, R., Enders, K., Stedmon, C. A., Mackenzie, D. M. A. & Nielsen, T. G. 2015 A critical assessment of visual identification of marine microplastic using raman spectroscopy for analysis improvement. *Marine Pollution Bulletin* **100**, 82–91.

Li, L., Manikantan, H., Saintillan, D. & Spagnolie, S. E. 2013 The sedimentation of flexible filaments. *Journal of Fluid Mechanics* **735**, 705–736.

Li, Q., Fox-Kemper, B., Breivik, O. & Webb, A. 2017 Statistical models of global langmuir mixing. *Ocean Modelling* **113**, 95 –114.

Liang, J.-H., Wan, X., Rose, K. A., Sullivan, P. P. & McWilliams, J. C. 2018 Horizontal Dispersion of Buoyant Materials in the Ocean Surface Boundary Layer. *Journal of Physical Oceanography* **48** (9), 2103–2125.

Linden, P. 1979 Mixing in stratified flows. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynmaics* **13** (905981552), 3–23.

Loeder, M. G. J., Kuczera, M., Mintenig, S., Lorenz, C. & Gerdts, G. 2015 Focal plane array detector-based micro-fourier-transform infrared imaging for the analysis of microplastics in environmental samples. *Environmental Chemistry* **5**, 563–581.

Lucci, F., Ferrante, A. & Elghobashi, S. 2010 Modulation of isotropic turbulence by particles of taylor length-scale size. *Journal of Fluid Mechanics* **650**, 5–55.

Magnaudet, J. & Mercier, M. J. 2020 Particles, drops, and bubbles moving across sharp interfaces and stratified layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* **52** (1), 61–91.

Mani, T., Hauk, A., Walter, U. & Burkhardt-Holm, P. 2015 Microplastics profile along the rhine river. *Scientific Reports* **5**.

Massel, S. R 2015 *Internal waves in the Baltic Sea*, , vol. 19.

Mathai, V., Lohse, D. & Sun, C. 2020 Bubbly and buoyant particle–laden turbulent flows. *Annual Review of Condensed Matter Physics* **11** (1), 529–559.

Mathai, V., Prakash, V. N., Brons, J., Sun, C. & Lohse, D. 2015 Wake-driven dynamics of finite-sized buoyant spheres in turbulence. *Physical Review Letters* **115**, 124501.

Matsunaga, N., Sugihara, Y., Komatsu, T. & Masuda, A. 1999 Quantitative properties of oscillating-grid turbulence in a homogeneous fluid. *Fluid Dynamics Research* **25** (3), 147–165.

Maxey, M. R. & Riley, J. J. 1983 Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The Physics of Fluids* **26** (4), 883–889.

McCorquodale, M. W. & Munro, R. J. 2017 Experimental study of oscillating-grid turbulence interacting with a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics* **813**, 768–798.

McCorquodale, M. W. & Munro, R. J. 2018 A method for reducing mean flow in oscillating-grid turbulence. *Experiments in Fluids* **59** (12), 1–16.

McKenna, S. P. & McGillis, W. R. 2004 Observations of flow repeatability and secondary circulation in an oscillating grid-stirred tank. *Physics of Fluids* **16** (9), 3499–3502.

McWilliams, J. C. & Huckle, E. 2006 Ekman layer rectification. *Journal of Physical Oceanography* **36** (8), 1646–1659.

McWilliams, J. C. & Sullivan, P. P. 2000 Vertical mixing by langmuir circulations. *Spill Science & Technology Bulletin* **6** (3), 225 – 237.

Michallet, H. & Mory, M. 2004 Modelling of sediment suspensions in oscillating grid turbulence. *Fluid Dynamics Research* **35**, 87–106.

Mintenig, S. M., Int-Veen, I., Loeder, M. G. J., Primpke, S. & Gerdts, G. 2017 Identification of microplastic in effluents of waste water treatment plants using focal plane array-based micro-fourier-transform infrared imaging. *Water Research* **108**, 365–372.

Mizukami, M., Parthasarathy, R.N. & Faeth, G.M. 1992 Particle-generated turbulence in homogeneous dilute dispersed flows. *International Journal of Multiphase Flow* **18** (3), 397 – 412.

Monchaux, R., Bourgoin, M. & Cartellier, A. 2010 Preferential concentration of heavy particles : a Voronoï analysis. *Physics of Fluids* **22** (10), 103304.

Mordant, N. & Pinton, J.-F. 2000 Velocity measurement of a settling sphere. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* **18**, 343–352.

Morét-Ferguson, S., Law, K. L., Proskurowski, G., Murphy, E. K., Peacock, E. E. & Reddy, C. M. 2010 The size, mass, and composition of plastic debris in the western North Atlantic Ocean. *Marine Pollution Bulletin* **60**, 1873–1878.

Napper, I. E. & Thompson, R. C. 2019 Environmental deterioration of biodegradable, oxo-biodegradable, compostable, and conventional plastic carrier bags in the sea, soil, and open-air over a 3-year period. *Environmental Science & Technology* **53** (9), 4775–4783.

Nielsen, P. 1993 Turbulence effects on the settling of suspended particles. *Journal of Sedimentary Research* **63** (5), 835–838.

Noh, Y. & Fernando, H. J. S. 1991 Dispersion of suspended particles in turbulent flow. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **3** (7), 1730–1740.

Nokes, R. I. 1988 On the entrainment rate across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **188**, 185–204.

Nuelle, M. T., Dekiff, J. H., Remy, D. & Fries, E. 2014 A new analytical approach for monitoring microplastics in marine sediments. *Marine Pollution Bulletin* **184**, 161–169.

Orlins, J. J. & Gulliver, J. S. 2003 Turbulence quantification and sediment resuspension in an oscillating grid chamber. *Experiments in Fluids* **34**, 662–677.

Pabortsava, K. & Lampitt, R. S. 2020 High concentrations of plastic hidden beneath the surface of the atlantic ocean. *Nature Communications* **11**, 2041–1723.

Parthasarathy, R. N. & Faeth, G. M. 1990 Turbulence modulation in homogeneous dilute particle-laden flows. *Journal of Fluid Mechanics* **220**, 485–514.

Peeken, I., Primpke, S., Beyer, B., Guetermann, J., Katlein, C., Krumpen, T., Bergmann, M., Hehemann, La. & Gerdts, G. 2018 Arctic sea ice is an important temporal sink and means of transport for microplastic. *Nature Communications* **1505**.

Pierson, J.-L. & Magnaudet, J. 2018 Inertial settling of a sphere through an interface. part 1. from sphere flotation to wake fragmentation. *Journal of Fluid Mechanics* **835**, 762–807.

Pope, S. B. 2000 *Turbulent flows*, cambridge edn.

Poulain, M., Mercier, M. J., Brach, L., Martignac, M., Routaboul, C., Perez, E. & Desjean, M. C. and ter Halle, A. 2019 Small microplastics as a main contributor to plastic mass balance in the North Atlantic subtropical gyre. *Environmental Science & Technology* **53** (3), 1157–1164.

Primpke, S., Lorenz, C., Rascher-Friesenhausen, R. & Gerdts, G. 2017 An automated approach for microplastics analysis using focal plane array (FPA) FTIR microscopy and image analysis. *Analytical Methods* **9**, 1499–1511.

Rabe, T., Kukulka, T., Ginis, I., Hara, T., Reichl, B., D'Asaro, E., Harcourt, R. & Sullivan, P. 2015 Langmuir turbulence under hurricane gustav (2008). *Journal of Physical Oceanography* **45**, 657–677.

Rastello, M., Michallet, H. & Marié, J. L. 2017 Sediment erosion in zero-mean-shear turbulence. *Coastal Dynamics* **94**, 597–607.

Rastello, M., Michallet, H. & Marié, J. L. 2020 Sediment erosion in zero-mean-shear turbulence. *Physics of Fluids* **32** (3), 036601.

Reddy, R. K., Joshi, J. B., Nandakumar, K. & Minev, P. D. 2010 Direct numerical simulations of a freely falling sphere using fictitious domain method : Breaking of axisymmetric wake. *Chemical Engineering Science* **65** (6), 2159 – 2171.

Reisser, J., Slat, B., Noble, K., Du Plessis, K., Epp, M., Proietti, M., De Sonneville, J., Becker, T. & Pattiaratchi, C. 2015 The vertical distribution of buoyant plastics at sea : An observational study in the North Atlantic Gyre. *Biogeosciences* **12** (october), 1249–1256.

Richardson, J.F. & Zaki, W.N. 1954 The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow. *Chemical Engineering Science* **3** (2), 65 – 73.

Rochman, C. M. Browne, M. A., Halpern, B. S., Hentschel, B. T., Hoh, E., Karapanagioti, H. K., Rios-Mendoza, L. M., Takada, H., Teh, S. & Thompson, R. C. 2013 Classify plastic wasteas hazardous. *Nature* **347**, 768–771.

Rouse, H. 1937 Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. *Trans ASCE* **102**, 463–505.

Rouse, H. & Dodu, J. 1955 Diffusion turbulente à travers une discontinuité de densité. *La Houille Blanche* **4**, 522–532.

Schanz, D., Gesemann, S. & Schröder, A. 2016 Shake-The-Box : Lagrangian particle tracking at high particle image densities. *Experiments in Fluids* **57** (70).

Schott, F. & Leaman, K. D. 1991 Observations with moored acoustic doppler current profilers in the convection regime in the golfe du lion. *Journal of Physical Oceanography* **21** (4), 558–574.

Shrinivas, A. B. & Hunt, G. R. 2014 Confined turbulent entrainment across density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics* **757**, 573–598.

de Silva, I. P.D. & Fernando, Harindra J. 1992 Some aspects of mixing in a stratified turbulent patch. *Journal of Fluid Mechanics* **240** (2), 601–625.

Smith, S. D. 1980 Wind Stress and Heat Flux over the Ocean in Gale Force Winds. *Journal of Physical Oceanography* **10** (5), 709–726.

Smith, S. D. 1988 Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **93** (C12), 15467–15472.

Son, M., Byun, J., Kim, S. U. & Chung, E. 2016 Effect of Particle Size on Calibration of Schmidt Number. *Journal of Coastal Research* **75** (sp1), 148–152.

Song, Y. K., Hong, S. H., Eo, S., Jang, M., Han, G. M., Isobe, A. & Shim, W. J. 2018 Horizontal and vertical distribution of microplastics in korean coastal waters. *Environmental Science & Technology* **52** (21), 12188–12197.

Song, Y. K., Hong, S. H., Jang, M., Han, G. M., Rani, M., Lee, J. & Shim, W. J. 2015*a* A comparison of microscopic and spectroscopic identification methods for analysis of microplastics in environmental samples. *Marine Pollution Bulletin* **93** (1), 202–209.

Song, Y. K., Hong, S. H., Jang, M., Han, G. M. & Shim, W. J. 2015*b* Occurrence and distribution of microplastics in the sea surface microlayer in Jinhae Bay, South Korea. *Archives of Environmental Contamination and Toxicology* **69** (3), 279–287.

Stips, A., Burchard, H., Bolding, K., Prandke, H., Simon, A. & Wüest, A. 2005 Measurement and simulation of viscous dissipation in the wave affected surface layer. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography* **52** (9), 1133 – 1155.

Suaria, G., Avio, C. G., Mineo, A., Lattin, G. L., Magaldi, M. G., Belmonte, G., Moore, C. J., Regoli, F. & Aliani, S. 2016 The mediterranean plastic soup : synthetic polymers in mediterranean surface waters. *Scientific Reports* **6 :37551**, 1–10.

Sullivan, P. P., McWilliams, J. C. & Melville, W. K. 2007 Surface gravity wave effects in the oceanic boundary layer : large-eddy simulation with vortex force and stochastic breakers. *Journal of Fluid Mechanics* **593**, 405–452.

Tagg, A. S., Sapp, M., Harrison, J. P. & Ojeda, J. J. 2015 Identification and quantification of microplastics in wastewater using focal plane array-based reflectance micro-ft-ir imaging. *Analytical chemistry* **87**, 6032–6040.

Taylor, J. R. 2018 Accumulation and subduction of buoyant material at submesoscale fronts. *Journal of Physical Oceanography* **48** (6), 1233–1241.

Ter Halle, A., Jeanneau, L., Martignac, M., Jarde, E., Pedrono, B., Brach, L. & Gigault, J. 2017 Nanoplastic in the north atlantic subtropical gyre. *Environmental Science and Technology* **51**, 13689–13697.

Ter Halle, A., Ladirat, L., Gendre, X., Goudouneche, D., Pusineri, C., Routaboul, C., Tenailleau, C., Duployer, B. & Perez, E. 2016 Understanding the Fragmentation Pattern of Marine Plastic Debris. *Environmental Science and Technology* **50**, 5668–5675.

Terray, E.A., Donelan, M.A., Agrawal, Y.C., Drennan, W.M., Kahma, K.K., Williams, A.J., Hwang, P.A. & Kitaigorodskii, S.A. 1996 Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *Journal of Physical Oceanography* **26** (5), 792–807.

Thais, L. & Magnaudet, J. 1996 Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind. *Journal of Fluid Mechanics* **328**, 313–344.

Thompson, S. M. & Turner, J. S. 1975 Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *Journal of Fluid Mechanics* **67** (2), 349–368.

Thomson, J. 2012 Wave breaking dissipation observed with "swift" drifters. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **29** (12), 1866–1882.

Thomson, J., Schwendeman, M. S., Zippel, S. F., Moghimi, S., Gemmrich, J. & Rogers, W. E. 2016 Wave-breaking turbulence in the ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography* **46** (6), 1857–1870.

Thorpe, S.A. 2004 Langmuir circulation. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36** (1), 55–79.

Thorpe, S., Osborn, T. R., Farmer, D. M. & Vagle, S. 2003 Bubble Clouds and Langmuir Circulation : Observations and Models. *Journal of Physical Oceanography* **33** (9), 2013–2031.

Toffoli, A. & Bitner-Gregersen, E. M. 2017 *Types of Ocean Surface Waves, Wave Classification*, pp. 1–8. American Cancer Society.

Tominaga, Y. & Stathopoulos, T. 2007 Turbulent Schmidt numbers for CFD analysis with various types of flowfield. *Atmospheric Environment* **41** (37), 8091–8099.

Toorman, E. A. 2008 Vertical mixing in the fully developed turbulent layer of sediment-laden open-channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering* **134** (9), 1225–1235.

Turner, J. S. 1968 The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics* **33** (4), 639–656.

Uhlmann, M. 2020 Voronoï tessellation analysis of sets of randomly placed finite-size spheres. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications* **555**, 124618.

Uhlmann, Markus & Doychev, Todor 2014 Sedimentation of a dilute suspension of rigid spheres at intermediate galileo numbers : the effect of clustering upon the particle motion. *Journal of Fluid Mechanics* **752**, 310–348.

Umlauf, L. & Burchard, H. 2003 A generic length-scale equation for geophysical turbulence models. *Journal of Marine Research* **61** (2), 235–265.

United Nations 2017 Goal 14 : Conserve and sustainably use the oceans, seas and marine resources.

Ura, M., Komatsu, T. & Matsunaga, N. 1987 Entrainment due to oscillating-grid turbulence in two-layered fluid. In *Turbulence Measurements and Flow Modeling*, C.J. chen, L.-D. chen, F.M. holly edn., pp. 109–118. Taylor & Francis.

Vallis, G.K. 2017 *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, sec.8.2.2.

Van Cauwenberghe, L., Vanreusel, A., Mees, J. & Janssen, C. R. 2013 Microplastic pollution in deep-sea sediments. *Environmental Pollution* **182**, 495 – 499.

Van Rijn, L. C. 1984 Sediment transport, part ii : Suspended load transport. *Journal of Hydraulic Engineering* **110** (11), 1613–1641.

Van Sebille, E., 37 co-authors & (including Poulain-Zarcos M.) 2020 The physical oceanography of the transport of floating marine debris. *Environmental Research Letters* **15** (2).

Van Sebille, E., Wilcox, C., Lebreton, L., Maximenko, N., Hardesty, B. D., van Franeker, J. A., Eriksen, M., Siegel, D., Galgani, F. & Law, K. L. 2015 A global inventory of small floating plastic debris. *Environmental Research Letters* **10**.

Veldhuis, C.H.J., Biesheuvel, A. & Lohse, D. 2009 Freely rising light solid spheres. *International Journal of Multiphase Flow* **35** (4), 312 – 322.

Vermorel, O., Bedat, B., Simonin, O. & Poinsot, T. 2003 Numerical study and modelling of turbulence modulation in a particle laden slab flow. *Journal of Turbulence* **4** (25), 1–39.

Verso, Lilly, van Reeuwijk, Maarten & Liberzon, Alex 2017 Steady state model and experiment for an oscillating grid turbulent two-layer stratified flow. *Phys. Rev. Fluids* **2**, 104605.

Vianello, A., Boldrin, A., Guerriero, P., Moschino, V., Rella, R., Sturaro, A. & Da Ros, L. 2013 Microplastic particles in sediments of lagoon of venice, italy : First observations on occurrence, spatial patterns and identification. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* **130**, 61–64.

Voth, G. A. & Soldati, A. 2017 Anisotropic particles in turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* **49**, 249–276.

Wang, D., Kukulka, T., Reichl, B. G., Hara, T.and Ginis, I. & Sullivan, P. P. 2018 Interaction of langmuir turbulence and inertial currents in the ocean surface boundary layer under tropical cyclones. *Journal of Physical Oceanography* **48** (9), 1921–1940.

Wang, L.-P. & Maxey, M. R. 1993 Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **256**, 27–68.

Weller, R. A., Dean, J. P., Price, J. F., Francis, E. A., Marra, J. & Boardman, D. C. 1985 Three-dimensional flow in the upper ocean. *Science* **227** (4694), 1552–1556.

van Wezel, A., Caris, I. & Kools, S. A. E. 2016 Release of primary microplastics from consumer products to wastewater in the netherlands. *Environmental Toxicology and Chemistry* **35**, 1627–1631.

White, F. M. 2005 *Viscous Fluid Flows*. McGraw-Hill.

Wichmann, D., Delandmeter, P. & van Sebille, E. 2019 Influence of near-surface currents on the global dispersal of marine microplastic. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **124** (8), 6086–6096.

Wieneke, B. 2008 Volume self-calibration for 3d particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* **45** (4), 549–556.

Wood, A. M ; Hwang, W ; Eaton J. K 2005 Preferential concentration of particles in homogeneous and isotropic turbulence. *International journal of multiphase flow* pp. 1220–1230.

Woods, J. D. & Strass, V. 1986 The response of the upper ocean to solar heating II : The wind-driven current. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **112** (471), 29–42.

Wunsch, C. & Ferrari, R. 2004 Vertical Mixing, Energy, and the General Circulation of the Oceans. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36** (1), 281–314.

Xu, D. & Chen, J. 2013 Accurate estimate of turbulent dissipation rate using PIV data. *Experimental Thermal and Fluid Science* **44**, 662–672.

Xu, H. & Bodenschatz, E. 2008 Motion of inertial particles with size larger than Kolmogorov scale in turbulent flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena* **237**, 2095–2100.

Yan, J., Cheng, N. S., Tang, H. W. & Tan, S. K. 2007 Oscillating-grid turbulence and its applications : a review. *Journal of Hydraulic Research* **45** (1), 26–32.

Yin, X. & Koch, D. L. 2007 Hindered settling velocity and microstructure in suspensions of solid spheres with moderate reynolds numbers. *Physics of Fluids* **19** (9), 093302.

Zettler, E. R., Mincer, T. J. & Amaral-Zettler, L. A. 2013 Life in the "plastisphere" : Microbial communities on plastic marine debris. *Environmental Science & Technology* **47** (13), 7137–7146.

Zhou, W. & J. Dusek, J. 2015 Chaotic states and order in the chaos of the paths of freely falling and ascending spheres. *International Journal of Multiphase Flow* **75**, 205 – 223.

Zikanov, O., Slinn, D. N. & Dhanak, M. R. 2003 Large-eddy simulations of the wind-induced turbulent Ekman layer. *Journal of Fluid Mechanics* **495** (495), 343–368.