



HAL
open science

Dispersion de particules non-sphériques en écoulement turbulent

Rafik Ouchene

► **To cite this version:**

Rafik Ouchene. Dispersion de particules non-sphériques en écoulement turbulent. Autre [cond-mat.other]. Université de Lorraine, 2015. Français. NNT : 2015LORR0275 . tel-01754568

HAL Id: tel-01754568

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01754568>

Submitted on 10 Jan 2019

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Ecole Doctorale EMMA (Energétique, Mécanique et Matériaux)

Département de Formation Doctorale : Mécanique et Energétique

Thèse

présentée pour le l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lorraine

En mécanique et énergétique

Par **Rafik OUCHENE**

Dispersion de particules non-sphériques en écoulement turbulent

Thèse soutenue le 23 novembre 2015 à l'ESSTIN

Membres du jury

Rapporteurs :	M. Jan Dusek	Professeur, ICube, Strasbourg
	M ^{me} . Ivana Vinkovic	Professeur, Université Claude Bernard Lyon
Examineurs :	M. Berand Van Wachem	Professeur, Imperial College London
	M. Alain Cartellier	Directeur CNRS, LEGI, Grenoble
	M ^{me} . Anne Tanière	Professeur, UL, Nancy (Directrice de thèse)
	M. Mohammed Khaliq	MDC, UL, Nancy (Co-directeur de thèse)

Table des matières

Nomenclature	vii
Introduction générale	1
Chapitre 1 Synthèse bibliographique sur les actions hydrodynamiques agissant sur une particule solide	11
1.1 INTRODUCTION	11
1.2 DESCRIPTION DU MOUVEMENT D'UNE PARTICULE SOLIDE DANS UN ECOULEMENT	13
1.2.1 Mouvement de translation.....	13
1.2.2 Mouvement de rotation	14
1.3 APERÇU DE QUELQUES RESULTATS DE LA LITTERATURE	15
1.3.1 Particules sphériques.....	15
1.3.1.1 Résultats théoriques aux petits nombres de Reynolds (régime de Stokes).....	15
1.3.1.2 Expressions empiriques aux grands nombres de Reynolds	17
1.3.2 Particules ellipsoïdales.....	19
1.3.2.1 Résultats théoriques aux petits nombres de Reynolds (régime de Stokes).....	19
1.3.2.2 Expressions empiriques aux grands nombres de Reynolds	23
1.4 CONCLUSION.....	30
Chapitre 2 Mise en place de l'approche de simulation (DNS résolue) pour l'étude des actions hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales	31
2.1 INTRODUCTION	31
2.2 PRESENTATION DE LA CONFIGURATION DE L'ETUDE	31
2.3 MISE EN EQUATIONS DES CAS DE L'ETUDE	32
2.3.1 Equations de continuité et de quantité de mouvement.....	32
2.3.2 Conditions aux limites	33
2.4 METHODE ET PARAMETRES DE RESOLUTION NUMERIQUE.....	33
2.4.1 Conditions aux limites numériques.....	33
2.4.2 Maillage	34
2.4.3 Schémas numériques.....	35
2.5 VERIFICATION DE L'APPROCHE NUMERIQUE	36
2.5.1 Indépendance à la taille du domaine	36
2.5.2 Indépendance au maillage.....	37

2.6	VALIDATION PHYSIQUE DE L'APPROCHE DE SIMULATION.....	38
2.6.1	Ecoulement autour d'une sphère.....	38
2.6.2	Ecoulements autour des ellipsoïdes	38
2.7	CONCLUSION.....	43
Chapitre 3 Application à l'écoulement autour des ellipsoïdes aux grands nombres de Reynolds (Résultats et discussions).....		45
3.1	RESULTATS ET DISCUSSIONS	45
3.1.1	Coefficient de traînée	45
3.1.2	Coefficient de portance	52
3.1.3	Coefficient du couple de tangage.....	57
3.2	PROPOSITION DE NOUVELLES CORRELATIONS	60
3.2.1	Coefficient de traînée	60
3.2.2	Coefficient de portance	65
3.2.3	Coefficient du couple de tangage.....	67
3.3	CONCLUSION.....	70
Chapitre 4 Dispersion de particules solides dans un écoulement turbulent de canal (synthèse bibliographique).....		75
4.1	INTRODUCTION	75
4.2	PRINCIPALES CARACTERISTIQUES D'UN ECOULEMENT TURBULENT DE CANAL.....	76
4.2.1	Adimensionnement	77
4.2.2	Outils statistiques	77
4.2.3	Tenseur de Reynolds	78
4.2.4	Structures cohérentes	79
4.3	INTERACTIONS PARTICULES-TURBULENCE	80
4.3.1	Effets physiques agissant sur la dispersion des particules ellipsoïdales	81
4.3.2	Particules sphériques et turbulence	82
4.3.3	Particules ellipsoïdales et turbulence	83
4.4	CONCLUSION.....	86
Chapitre 5 L'outil DNS et son adaptation au suivi de particules non-sphériques.....		87
5.1	INTRODUCTION	87
5.1.1	Champ fluide.....	87
5.1.2	Le suivi des particules.....	88
5.2	PRINCIPALES MODIFICATIONS APPORTEES AU CODE DNS	88

5.2.1	Cinématique	88
5.2.2	Dynamique	90
5.2.2.1	Mouvement de translation	91
5.2.2.2	Mouvement de rotation	91
5.3	VALIDATION DES MODIFICATIONS	93
5.3.1	Vitesse limite de chute d'un ellipsoïde dans un fluide au repos	94
5.3.2	Rotation d'une particule ellipsoïdale	94
5.4	CONFIGURATION DE L'ÉCOULEMENT DE CANAL ET PROPRIÉTÉS STATISTIQUES	96
5.4.1	Propriétés moyennes et fluctuantes de la vitesse	97
5.4.2	Propriétés moyennes et fluctuantes de la vorticité	100
5.5	CONCLUSION	101

Chapitre 6 Etudes des effets couplés de la forme et de l'inertie en apesanteur 103

6.1	PRESENTATION DES PARAMETRES DES SIMULATIONS	103
6.2	CONCENTRATION PREFERENTIELLE	104
6.2.1	Concentration	109
6.3	NOMBRES DE REYNOLDS	110
6.4	STATISTIQUES DE TRANSLATION	112
6.4.1	Moyenne de la vitesse	112
6.4.2	Écarts types de la vitesse	117
6.4.3	Covariance des vitesses fluide-particule	123
6.4.4	Ce que l'on retient des statistiques de translation	126
6.5	STATISTIQUES DE ROTATION	126
6.5.1	Orientation	127
6.5.2	Moyenne de la vitesse angulaire	128
6.5.3	Ecarts types de la vitesse angulaire	131
6.5.4	Covariance des vitesses angulaires fluide-particule	137
6.5.5	Ce que l'on retient des statistiques de rotation	138
6.6	CONCLUSION	139

Chapitre 7 Etudes des effets couplés de la forme, de l'inertie et du croisement de trajectoires

..... **141**

7.1	PRESENTATION	141
7.2	CONCENTRATION PREFERENTIELLE	142
7.3	CONCENTRATION	146

7.4	NOMBRES DE REYNOLDS	148
7.5	STATISTIQUES DE TRANSLATION	149
7.5.1	Moyenne de la vitesse	149
7.5.2	Ecarts types de la vitesse.....	155
7.5.3	Covariance des vitesses fluide-particule	160
7.5.4	Ce que l'on retient des statistiques de translation	163
7.6	STATISTIQUES DE ROTATION	164
7.6.1	Orientation	164
7.6.2	Moyenne de la vitesse angulaire	165
7.6.3	Ecarts types de la vitesse angulaire.....	167
7.6.4	Covariance des vitesses angulaires fluide-particule.....	172
7.6.5	Ce que l'on retient des statistiques de rotation	175
7.7	CONCLUSION.....	175
	Conclusion générale et perspectives	176
	Annexe	176
	Bibliographie.....	176

Nomenclature

Lettres latines

a	Demi-longueur de l'axe de révolution de l'ellipsoïde
b	Demi-largeur de l'ellipsoïde
C_D	Coefficient de traînée
C_L	Coefficient de portance
C_T	Coefficient de tangage
C_R	Coefficient du couple de rotation
d_p	Diamètre nominal de la particule
\vec{F}_D	Force de traînée
\vec{F}_L	Force de portance
$Fla(\cdot)$	Coefficient d'aplatissement de (\cdot)
\vec{g}	Accélération gravitationnelle
I_x, I_y, I_z	Moments d'inertie dans les trois directions principales
L_x, L_y, L_z	Dimensions du canal
N_x, N_y, N_z	Nombres de points de discrétisation
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire (translation)
$Re_{p\omega}$	Nombre de Reynolds particulaire (rotation)
Re_τ	Nombre de Reynolds basé u_τ sur et ν
Re_b	Nombre de Reynolds basé U_b sur et δ
$Ske(\cdot)$	Coefficient de dissymétrie de (\cdot)
\vec{T}_p	Couple de tangage
\vec{T}_R	Couple lié à la rotation du fluide
\vec{u}_f	Vitesse du fluide
\vec{u}_R	Vitesse relative
U_b	Vitesse de débit
u_τ	Vitesse pariétale
u_i	Vitesse instantanée du fluide
\tilde{u}_i	Vitesse instantanée du fluide à la position de la particule
V_p	Volume de la particule
\vec{v}_p	Vitesse de la particule
$v_{p,i}$	Vitesse instantanée de la particule
w	Rapport d'aspect

Lettres grecques

α	Angle d'orientation
δ	Demi-hauteur du canal
ϕ	Sphéricité
ϕ_{\perp}	Sphéricité orthogonale
η_k	Echelle spatiale de Kolmogorov
μ_f	Viscosité dynamique du fluide
ν_f	Viscosité cinématique du fluide
$\theta_x, \theta_y, \theta_z$	Cosinus directeurs de l'axe de révolution de l'ellipsoïde
ρ_f	Masse volumique du fluide
ρ_p	Masse volumique de la particule
τ_k	Echelle temporelle de Kolmogorov
τ_p	Temps de relaxation de translation des particules
τ_R	Temps de relaxation de rotation des particules
τ_w	Contrainte pariétale
ω_i	Vitesse angulaire instantanée du fluide
$\omega_{i,p}$	Vitesse angulaire instantanée de la particule
$\tilde{\omega}_i$	Vitesse angulaire instantanée du fluide à la position de la particule
$\bar{\omega}_R$	Vitesse angulaire relative
$\bar{\Omega}_i$	Vorticité
ψ, θ, φ	Angles d'Euler

Symboles et opérateur mathématiques

$(\cdot)'$	Partie fluctuante de (\cdot)
$\langle(\cdot)\rangle$	Moyenne de (\cdot)
$\ (\cdot)\ $	Norme de (\cdot)
$ (\cdot) $	Valeur absolue de (\cdot)
$(\cdot)^+$	Valeur de (\cdot) adimensionnée par les variables de paroi u_r et ν

Symboles et opérateur mathématiques

DNS	Direct Numerical Simulation
DPS	Discret Particle Simulation
IBM	Immersed Boundary Method
LES	Large Eddy Simulation

Introduction générale

Le transport de particules solides dans un écoulement turbulent (écoulement à phase dispersée) se manifeste dans de multiples phénomènes naturels comme dans de nombreuses applications industrielles. En effet, la nature nous donne chaque jour des exemples, comme les nuages de polluants dans nos villes, les nuages de particules provoqués par les éruptions volcaniques ou tout simplement les nuages de poussières. De même, cet écoulement est présent dans de nombreux procédés industriels. Le cas des centrales à charbon représente un exemple parmi d'autres. Ces centrales sont constituées de grandes chaudières dans lesquelles le charbon est injecté sous forme de particules très petites qui sont brûlées avec de l'air injecté de façon étagée. Sachant que le charbon est une source abondante qui représente la principale source de production de l'électricité dans le monde, il est nécessaire de maîtriser les différents processus de son exploitation. Outre le domaine de l'énergie, on rencontre ce type d'écoulement dans le domaine de l'hygiène et de la sécurité comme la désinfection des salles d'opération par brouillard de particules. La conception des dispositifs pour cette application nécessite une bonne prédiction des positions des vitesses et des masses des différentes particules.

La modélisation de tels processus industriels est très complexe en raison du grand nombre de phénomènes physiques à prendre en compte, tels que les interactions particules-turbulence, les collisions entre particules, les rebonds des particules sur les parois, les transferts thermiques, les réactions chimiques, etc. Cette complexité est d'autant plus grande que ces phénomènes se déroulent à l'échelle de la particule qui est de l'ordre de quelques microns, avec des répercussions à grande échelle. Par ailleurs, dans les applications industrielles comme dans les phénomènes naturels, la géométrie de ces particules est complexe. Or, hormis quelques études, l'hypothèse simplificatrice souvent utilisée consiste à idéaliser les formes de ces particules en les considérant sphériques. Cependant, cette idéalisation des formes complexes à celle d'une sphère est risquée pour la modélisation du transport des particules dans un écoulement turbulent. Si de surcroît, ces particules sont très allongées ou très aplaties, leur comportement est complètement différent de celui d'une sphère. Ce constat est à l'origine du projet de recherche ANR blanche, intitulée **PLAYER** (Simulation de la dynamique de particules inertielles non sphériques en couche limite turbulente) débutée en Janvier 2012 et ce, pour une période 4 ans. Les objectifs de ce projet sont d'apporter des avancées scientifiques au niveau de l'analyse et de la modélisation des interactions particules/particules et particules/paroi et même de fournir des lois de parois qui pourront directement être intégrées dans les codes de calculs macroscopiques.

Les travaux menés durant cette thèse se situent donc dans le cadre de ce projet de recherche « ANR **PLAYER** », faisant intervenir trois partenaires **LEMETA Nancy, IMFT Toulouse et I2M Bordeaux**. Le projet vise introduire la non-sphéricité des particules dans des codes industriels de type Euler-Euler permettant la simulation d'écoulement gaz-particules dans des géométries complexes. Pour y parvenir, il est nécessaire d'établir des formulations permettant de prédire les différentes forces hydrodynamiques et le couple s'exerçant sur les particules non-sphériques (LEMETA, I2M). Ensuite, une simulation à méso-échelle DNS/DPS est réalisée (LEMETA) afin d'étudier le caractère collectif de ce type de particules et enfin, la réaliser des simulations macroscopiques de type euler-euler et euléro-lagrangienne (I2M, IMFT). L'objectif principal de ce travail de thèse était d'étudier l'influence de la non-sphéricité des particules sur leurs statistiques de dispersion dans un écoulement de turbulence non-homogène (vitesses moyennes, écart type, covariance, etc.). Pour ce faire, il faut accéder à un jeu d'actions hydrodynamiques s'exerçant sur ces particules non-sphériques en sortant du cadre du régime de Stokes, hypothèse souvent émise dans la littérature. Ainsi, les principales actions entreprises durant le présent travail de thèse ont été :

- établissement de corrélations pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, portance et couple de tangage) agissant sur des particules ellipsoïdales pour une large gamme de rapport d'aspect et du nombre de Reynolds particulières, et pour toutes les orientations ;

- adaptation du code « maison » DNS/DPS à l'étude du mouvement des particules ellipsoïdales (translation et rotation) ;
- simulation de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent en apesanteur ;
- simulation de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent avec une vitesse de glissement induite par une force extérieure telle que la gravité.

A travers les résultats de ces simulations, on examinera l'influence des effets de forme, d'inertie, du gradient de vitesse ainsi que d'une forte vitesse de glissement sur ces statistiques de dispersion. Ceci permettra, en outre, d'analyser finement l'influence de la non-linéarité (en dehors du régime de Stokes) des forces et couples hydrodynamiques sur ces statistiques.

Ce manuscrit, décomposé en deux parties, présente la méthodologie de l'étude, les résultats avec les différentes analyses et interprétations, et dresse le bilan et les perspectives de cette étude.

La première partie est consacrée à l'étude des forces et couples hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales. Nous avons décomposé cette partie en trois chapitres.

Dans le chapitre 1, on présente une synthèse bibliographique des études dédiées aux actions hydrodynamiques agissant sur des particules sphériques et ellipsoïdales. Cet état de l'art montre qu'il existe un manque d'information sur les coefficients hydrodynamiques agissant sur des particules non-sphériques. De plus, les rares études existantes se focalisent sur des particules spécifiques. La comparaison des corrélations relatives aux coefficients hydrodynamiques proposées dans ces études montrent une grande disparité entre elles, d'où la nécessité d'une étude numérique complémentaire.

Le chapitre 2 est consacré à la présentation des paramètres de cette étude numérique complémentaire. Des tests d'indépendance des résultats à la taille du domaine ainsi qu'à la résolution du maillage sont effectués. Ensuite, ces simulations sont validées à travers une confrontation avec des résultats analytiques et/ou empiriques.

Le chapitre 3, quant à lui, présente et discute des résultats des simulations obtenus en dehors du régime de Stokes. En effet, ces résultats sont confrontés aux corrélations issues de la littérature présentées dans le chapitre 1. Chaque coefficient hydrodynamique est discuté à travers les contributions de pression et de viscosité. Ce chapitre se termine par une proposition de corrélations pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, portance et couple de tangage) qui prennent en compte le nombre de Reynolds particulaire, le rapport d'aspect ainsi que l'orientation des particules.

La deuxième partie de ce manuscrit est décomposée en quatre chapitres consacrés à l'étude de la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent en inertie pure et en présence de la pesanteur.

Ainsi, le chapitre 4 présente un état de l'art sur l'étude de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent. Celui-ci montre que le peu d'études consacrées à ce sujet considèrent que les particules sont en régime de Stokes, d'où une utilisation de formulations théoriques pour l'estimation des forces et couples hydrodynamiques. Jusqu'alors, cette considération résulte indéniablement d'un manque d'information sur les forces hydrodynamiques en régime non linéaire (en dehors du régime de Stokes). Par ailleurs, la condition nécessaire à l'hypothèse de particule point dans les méthodes lagrangiennes de suivi de trajectoires (taille des particules inférieure à l'échelle spatiale de Kolmogorov) n'est pas forcément respectée dans la majorité de ces études. Ainsi, on s'attèle, dans notre travail, à prendre en compte le régime d'écoulement non linéaire pour les particules et à respecter l'hypothèse de particule point.

Dans le chapitre 5, un historique du code maison DNS/DPS développé pour des particules sphériques, est effectué. On reporte alors les principales modifications apportées à ce code pour pouvoir s'intéresser aux particules ellipsoïdales. Ces modifications consistent à intégrer les corrélations proposées dans le chapitre 3, ainsi qu'à adapter le code DNS/DPS à la prise en compte de la forme et de l'orientation des particules ellipsoïdales dans les équations de la cinématique et de la dynamique. Pour montrer la validité de ces modifications, quelques cas de validation sont présentés. Enfin, avant de passer à l'étude de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent, les paramètres de la simulation numérique directe de l'écoulement sont présentés, et les résultats obtenus sont confrontés à ceux de la littérature.

Les chapitres 6 et 7 exposent enfin les résultats des simulations DNS/DPS de particules ellipsoïdales en suspension dans un écoulement turbulent de canal. Ces chapitres traitent, respectivement, du cas de particules en apesanteur et de celui où les particules sont soumises à une force de gravité agissant dans la direction opposée à l'écoulement fluide (mouvement vertical ascendant). Les simulations DNS/DPS génèrent une quantité importante de données instantanées permettant d'analyser et d'interpréter les différents comportements des particules (vitesses, positions, vitesses angulaires, orientations, forces, couples, etc.). Dans ce manuscrit, notre choix est de reporter les résultats *via* des statistiques « standard » des mouvements de translation et de rotation (moyenne, écart type, covariance, densité de probabilité). Ces statistiques visent à identifier et à interpréter l'existence ou pas des effets de forme, de l'inertie et du gradient de vitesse en apesanteur comparativement aux particules sphériques ce qui est l'objectif du chapitre 6. Les résultats obtenus, montrent la nécessité de la prise en compte de la non-linéarité (en dehors du régime de Stokes) des forces et couples hydrodynamiques dans le mouvement des particules. En effet, la concentration, l'agitation longitudinale des particules, ainsi que les statistiques de rotations sont fortement influencées par la non-sphéricité des particules alors que les statistiques de translation ne présentent pas de changement significatif. Ces résultats permettent d'apporter des interprétations originales des différents effets observés (forme, inertie, gradient de vitesse). L'objectif du chapitre 7 est, d'analyser l'évolution de ces effets quand il existe une vitesse de glissement entre les deux phases induite par une force de gravité. Les résultats obtenus sont confrontés à ceux du chapitre 6 (en apesanteur). Ils montrent l'influence de cette vitesse de glissement sur les statistiques de translation et de rotation des particules par rapport à celles obtenues en apesanteur. Dans ce cas de configuration, i.e., présence d'une vitesse de glissement induite par une force extérieure, il s'avère nécessaire de prendre en compte la non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques.

Partie I :

Hydrodynamique des particules non-sphériques

Chapitre 1

Synthèse bibliographique sur les actions hydrodynamiques agissant sur une particule solide

1.1 Introduction

L'étude du déplacement des particules par un suivi lagrangien des écoulements laminaires ou turbulents nécessite une quantification précise des forces exercées par le fluide sur les particules. Ces forces sont raisonnablement estimées pour différents régimes d'écoulement pour des particules sphériques (cf. -paragraphe 1.3.1). En effet, la géométrie sphérique présente de multiples symétries et dispose d'une description mathématique simple. C'est la raison pour laquelle, pendant une longue période, toutes les particules ont été idéalisées et considérées comme sphériques (Soltani & Ahmadi (1995), Kulik *et al.*, (1994), Li *et al.*, 2001, Marchioli *et al.*, (2008)). Or, dans les phénomènes naturels comme dans les processus industriels, ces particules peuvent avoir une infinité de formes et de tailles. La prise en compte de ces multiples formes et tailles est trop complexe pour un modélisateur. C'est dans le but d'échapper à cette complexité qu'une classification de ces formes en différentes catégories fût proposée par la communauté scientifique, et ce, en se basant sur la simplicité de la description mathématique de ces formes. Ainsi, à l'exception de la sphère, i.e., pour le reste des particules non-sphériques, deux catégories principales sont distinguées (voir Figure 1.1).

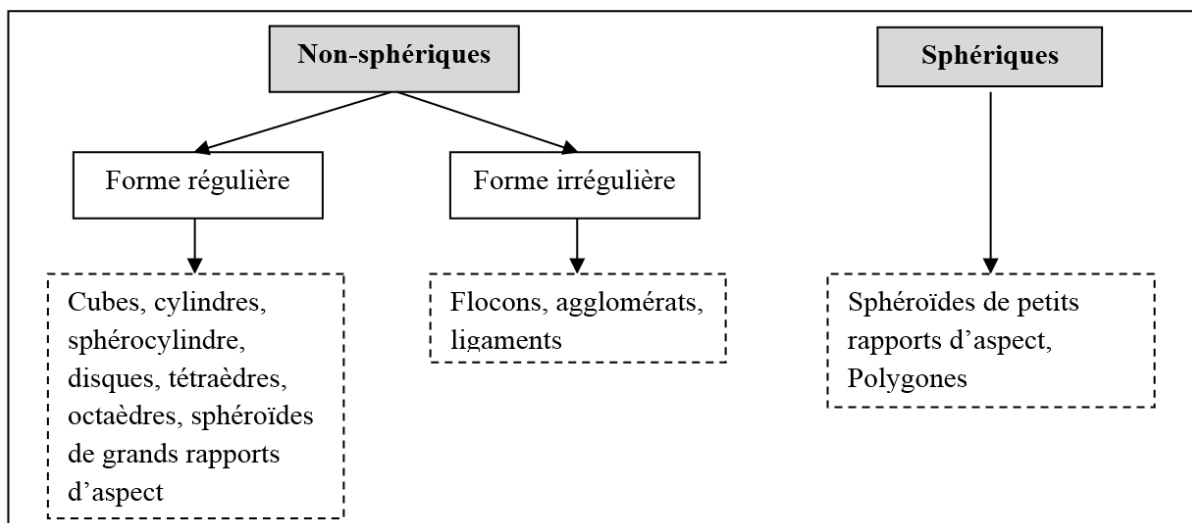


Figure 1.1 - Classification des particules non-sphériques

La première catégorie dite particules non-sphériques « de forme régulières » réunit les formes qui disposent d'une simple description mathématique comme les ellipsoïdes, les cylindres ou les cubes etc. Quant à la seconde catégorie, elle englobe de son côté toutes les autres formes ne disposant d'aucune description mathématique et celle-ci s'intitule particules non-sphériques « de forme irrégulières ». La description de ces différentes formes de particules nécessite la connaissance de plus d'une dimension contrairement au cas de la sphère dont la description se fait uniquement à travers son diamètre. Ainsi, diverses expressions ont vu le jour dans la littérature pour tenter de

décrire ces particules non-sphériques à partir d'un certain diamètre équivalent. On répertorie dans le tableau (1.1) quelques définitions de ce diamètre (Mando & Rosendahl, 2010). On ne fera état que des définitions liées aux particules non-sphériques de formes régulières.

Tableau 1.1 - Définitions des diamètres équivalents

Diamètre	Définition
Diamètre nominal, d_n	Diamètre de la sphère ayant le même volume que la particule
Diamètre de surface équivalente, d_s	Diamètre de la sphère ayant la même surface que la particule
Diamètre de surface projetée d_{sp}	Diamètre de la sphère ayant la même surface projetée que la particule dans une même direction.
Diamètre projeté d_{pp}	Diamètre du cercle qui aurait la même surface que la surface apparente de la particule

Comme on peut le constater dans le tableau (1.1), ces diamètres ne découlent pas d'une notion abstraite. En effet, chacun d'entre eux est relatif à une grandeur spécifique de la particule souvent rapportée à une sphère (surface, volume, surface projetée...). En se basant sur ces différents diamètres, beaucoup de facteurs adimensionnels, dits de formes, ont été proposés dont les plus utilisés sont rapportés dans le tableau (1.2).

Tableau 1.2 - Facteurs de formes usuelles

Facteurs	Définition
Rapport d'aspect w	Rapport entre le grand l'axe et le petit axe de la particule.
Sphéricité ϕ	Rapport entre la surface de la sphère de même volume que la particule et la surface de la particule considérée (Wadell, 1973).
Sphéricité orthogonale ϕ_{\perp}	Rapport entre la surface projetée orthogonalement de la sphère de même volume que la particule et la surface projetée orthogonalement de la particule considérée (Holzer et Sommerfeld, 2008).

Bien que pertinents, ces facteurs ne sont pas exempts de certaines insuffisances. En effet, le rapport d'aspect peut être le même pour des particules de formes différentes. C'est le cas des particules cylindriques et ellipsoïdales. Pour la sphéricité, le premier reproche réside en la difficulté à déterminer la surface d'une particule non-sphérique. Pour les formes régulières usuelles, Li *et al.* (2012) proposent une compilation de formules permettant l'obtention de la sphéricité. Le second reproche fait à ce facteur est la non prise en compte de l'orientation de la particule. Cette orientation est cependant introduite par le facteur de sphéricité orthogonale. Ce facteur dépend directement de la surface projetée de la particule considérée dans la direction orthogonale à son mouvement et qui plus est, ce dernier paramètre est relativement compliqué à déterminer. Comme on le verra dans la suite, ces différents facteurs, w , ϕ , ϕ_{\perp} s'avèrent très utiles dans la détermination des coefficients hydrodynamiques (tableau 1.6).

L'objectif de ce chapitre est de présenter une synthèse bibliographique sur les corrélations relatives aux coefficients hydrodynamiques (traînée, portance et couples). On s'intéressera, dans notre étude, exclusivement aux particules ellipsoïdales. Ce choix est motivé par la présence d'une littérature relativement riche sur leurs mouvements de translation et de rotation qu'on présente dans le paragraphe qui suit.

1.2 Description du mouvement d'une particule solide dans un écoulement

Une particule sphérique ou non-sphérique suspendue dans un fluide en écoulement uniforme n'est pas uniquement soumise au mouvement de translation mais aussi au mouvement de rotation autour de ses axes principaux. Cette dualité des mouvements de translation et de rotation est représentée par des équations couplées dont la résolution nécessite la connaissance des forces et couples hydrodynamiques.

1.2.1 Mouvement de translation

Le mouvement de translation d'une particule est décrit dans le repère inertiel $\mathbf{x}=(x, y, z)$ par l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Eq : 1.1). L'équation générale qui décrit ce mouvement, a été établie et synthétisée par Maxey & Riley (1983) et Gatignol (1983). En s'appuyant sur les travaux de Basset, Boussinesq et Oseen menés sur une particule en mouvement dans un fluide visqueux au repos, ils ont étendu cette équation appelée « BBO » à des cas moins restrictifs d'une particule immergée dans un fluide en mouvement. Ainsi, cette équation générale traduit un bilan des actions hydrodynamiques qui agissent sur la particule considérée :

$$\rho_p V_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{masse ajoutée}} + \vec{F}_{\text{gradient de pression}} + \vec{F}_{\text{Basset}} + \vec{F}_{\text{gravité}} + \vec{F}_{\text{portance}}. \quad (1.1)$$

Où V_p , ρ_p et v_p représentent respectivement le volume, la masse volumique et la vitesse de la particule.

Il apparait dans ce bilan, différentes actions hydrodynamiques qui peuvent être plus au moins prédominantes selon la configuration de chaque étude. Chacune des forces traduit un effet physique particulier. En effet, la force de traînée instationnaire représente la résistance de la particule à l'écoulement et traduit l'effet des frottements visqueux additionnés aux contraintes de pression. La force de masse ajoutée (masse virtuelle) traduit l'effet de l'accélération du fluide dans le sillage de la particule. L'action du gradient de pression du fluide sur le volume occupé par la particule est quant à elle représentée par le terme de gradient de pression. La force de Basset traduit l'histoire de la particule alors la force de la force de gravité exprime l'effet de la pesanteur et de la poussée d'Archimède. D'autres forces additionnelles peuvent être prises en compte dans cette équation générale à l'instar des forces électriques, la force brownienne, les forces magnétiques et/ou la force de portance.

Dans le cas d'une particule solide inertielle la masse volumique de la particule est très grande par rapport à la masse volumique du fluide $\rho_p \gg \rho_f$. De ce fait, les forces de masse ajoutée, gradient de pression et d'histoire peuvent être négligées (Macheldis *et al.*, 1997). Ainsi, ce mouvement de translation peut être décrit par la prise en compte des seules forces prédominantes, i.e., la force de traînée, la force de gravité ainsi que la force de portance comme « autre force ». L'équation du mouvement d'une particule solide immergée dans fluide en mouvement se réduit alors à :

$$\rho_p V_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{portance}} + \vec{F}_{\text{gravité}}, \quad (1.2)$$

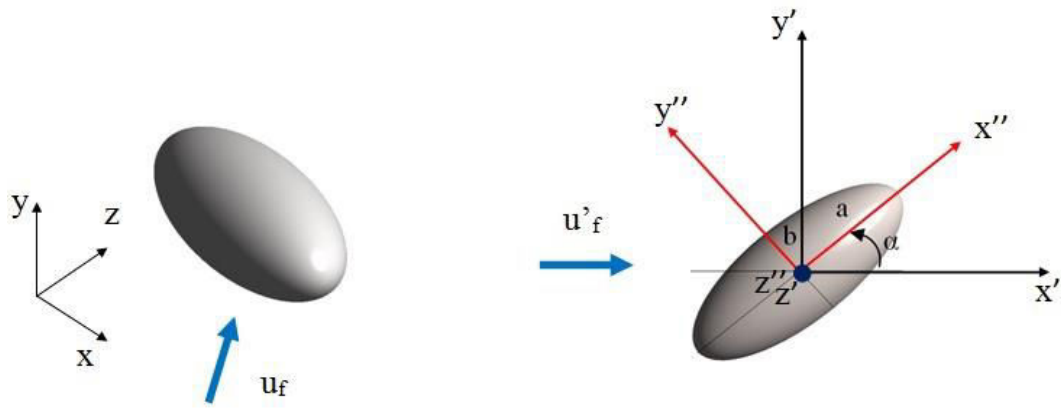


Figure 1.2 - Configuration 3D de l'écoulement dans le repère inertiel (x, y, z) à gauche et configuration 3D dans le repère de translation (x', y', z') et le repère de rotation (x'', y'', z'') à droite. L'angle d'incidence α est défini comme l'angle entre la direction de l'écoulement et l'axe de révolution de l'ellipsoïde. u_f et u'_f représentent respectivement la vitesse du fluide dans le repère inertiel (x, y, z) et le repère de translation (x', y', z') .

De manière générale, ces forces hydrodynamiques qui s'exercent sur une particule solide sont caractérisées par des coefficients adimensionnels de traînée C_D et de portance C_L dépendant du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \|\vec{u}_R\| d_p / \nu$, où $\vec{u}_R = \vec{v}_p - \vec{u}_f$ est la vitesse relative entre le fluide et la particule. \vec{v}_p et \vec{u}_f représentent respectivement la vitesse de la particule et celle du fluide à la position de la particule, d_p est le diamètre équivalent de la sphère de même volume que la particule considérée, alors que ν est la viscosité cinématique du fluide. Ainsi, ces coefficients sont obtenus en utilisant les formulations suivantes :

$$C_D = \frac{\|\vec{F}_D\|}{\frac{1}{2} \rho_f \|\vec{u}_R\|^2 \left(\frac{\pi}{4} d_p^2 \right)}, \quad C_L = \frac{\|\vec{F}_L\|}{\frac{1}{2} \rho_f \|\vec{u}_R\|^2 \left(\frac{\pi}{4} d_p^2 \right)}. \quad (1.3)$$

Contrairement aux particules sphériques, les forces de traînée et de portance agissant sur des particules non-sphériques dépendent non seulement du nombre de Reynolds mais aussi de l'orientation α par rapport à la direction de l'écoulement (voir la figure 1.2) d'où la nécessité de mieux les évaluer.

1.2.2 Mouvement de rotation

Le mouvement de rotation d'une particule dans un champ fluide est le résultat des moments exercés par le fluide. Ce mouvement de rotation s'exprime dans le repère lié à la particule (x'', y'', z'') en fonction des moments d'inertie $I_{x''}, I_{y''}, I_{z''}$ sur les axes principaux de la particule ainsi que des couples exercés par le fluide $T_{x''}, T_{y''}, T_{z''}$ (figure 1.2). Les équations qui décrivent ce mouvement sont les équations de conservation des moments :

$$\begin{cases} I_{x''} \frac{d\omega_{x''}}{dt} - \omega_{y''} \omega_{z''} (I_{y''} - I_{z''}) = T_{x''} \\ I_{y''} \frac{d\omega_{y''}}{dt} - \omega_{z''} \omega_{x''} (I_{z''} - I_{x''}) = T_{y''} \\ I_{z''} \frac{d\omega_{z''}}{dt} - \omega_{x''} \omega_{y''} (I_{x''} - I_{y''}) = T_{z''} \end{cases} \quad (1.4)$$

où $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ sont les composantes de la vitesse angulaire de la particule dans le repère de rotation (repère lié à la particule). Ces couples T_x, T_y, T_z peuvent être le résultat de la nature même de l'écoulement (existence d'un gradient de vitesse). C'est ce qu'on appelle le couple lié à la rotation du fluide qui est représenté par un coefficient adimensionnel :

$$C_R = \frac{\|\vec{T}_R\|}{\frac{1}{2} \rho_f \|\omega_R\|^2 \left(\frac{\pi d_p^2}{4}\right) \frac{d_p^3}{8}} \quad (1.5)$$

Où $\|\vec{\omega}_R\| = \|\vec{\omega}_f - \vec{\omega}_p\|$ est le module de la vitesse angulaire relative entre le fluide $\vec{\omega}_f$ et la particule $\vec{\omega}_p$.

Ce couple peut également être induit par la géométrie de la particule (couple de tangage). En effet, dans le cas d'une particule non-sphérique, le centre de masse ne coïncide pas avec le centre de pression selon l'orientation de la particule par rapport à l'écoulement. Un couple additionnel apparaît alors, provoqué par la résultante des forces de traînée et de portance appliquée au centre de pression. Le coefficient hydrodynamique associé à ce couple s'exprime par :

$$C_T = \frac{\|\vec{T}_P\|}{\frac{1}{2} \rho_f u_R^2 \frac{\pi}{8} d_p^3} \quad (1.6)$$

Pour parvenir à estimer ces forces et couples hydrodynamiques, il est nécessaire de trouver les coefficients hydrodynamiques qui leur sont associés. C'est l'objet du paragraphe qui suit.

1.3 Aperçu de quelques résultats de la littérature

Dans ce paragraphe, on présente un état de l'art non-exhaustif des résultats théoriques et des corrélations relatives aux coefficients hydrodynamiques. On s'intéresse essentiellement aux résultats établis dans le cas où l'écoulement est uniforme. La force de portance due à l'effet Magnus ne sera pas présentée. Avant de traiter le cas des particules non-sphériques, il paraît nécessaire de faire un rappel des coefficients hydrodynamiques relatifs aux particules sphériques, et aux différentes corrélations existantes ainsi que leurs plages de validité.

1.3.1 Particules sphériques

Le cas des particules sphériques est largement traité dans la littérature. En effet, les résultats proposés dans les différentes publications couvrent une large gamme du nombre de Reynolds particulaire. Ces résultats peuvent être analytiques pour des $Re_p \ll 1$ ou empiriques pour des $Re_p \geq 1$.

1.3.1.1 Résultats théoriques aux petits nombres de Reynolds (régime de Stokes)

a) Coefficient de traînée

Aux petits nombres de Reynolds particulaires $Re_p \ll 1$, le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes peut être négligé. C'est l'approche adoptée par Stokes qui fut le premier à avoir étudié analytiquement l'écoulement autour d'une sphère dans un écoulement à faible nombre de Reynolds ($Re_p \ll 1$). Dans un écoulement uniforme en « régime de Stokes », la sphère est en mouvement de translation pure. La configuration de l'écoulement autour de cette sphère reste parfaitement axisymétrique en amont et en aval de la particule. De ce fait, les forces qui s'exercent sur cette sphère se résument à la seule force de traînée :

$$\vec{F}_D = -3\pi\mu_f d_p \vec{u}_R, \quad (1.7)$$

où d_p , \vec{u}_R représentent respectivement le diamètre de la particule, la vitesse relative entre le fluide et la particule et μ_f la viscosité dynamique du fluide. Ainsi, le coefficient de traînée d'une sphère rigide dans ce régime d'écoulement est:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}. \quad (1.8)$$

Dans cette configuration d'écoulement, i.e., uniforme et en régime de Stokes, l'écoulement autour de la sphère ainsi que la distribution de pression restent symétriques d'où l'absence d'une force de portance.

b) Coefficients de portance et couples

Lorsque l'écoulement est cisailé comme en proche paroi, une force de portance apparait résultante d'un effet physique dit «l'effet Saffman ». De plus, si la particule est en rotation, une force de portance apparait en traduisant un autre phénomène dit « effet Magnus » et qui s'exprime par la formulation suivante :

$$F_{LM} = -\frac{1}{2} C_{LM} \rho_f \left(\frac{\pi d_p^2}{4} \right) \|\vec{u}_f - \vec{v}_p\|^2 \frac{\vec{\omega}_p \wedge (\vec{u}_f - \vec{v}_p)}{\|\vec{\omega}_p \wedge (\vec{u}_f - \vec{v}_p)\|}. \quad (1.9)$$

Aux petits nombres de Reynolds, le coefficient de portance due à la rotation C_{LM} (Rubinow & Keller, 1961) est indépendant du nombre de Reynolds et dépend d'un taux de rotation adimensionnel $\gamma = d_p \|\vec{\omega}_p\| / 2 \|\vec{u}_f - \vec{v}_p\|$:

$$C_{LM} = 2\gamma. \quad (1.10)$$

Dans le cas où la sphère est en rotation pure dans un fluide au repos, un couple issu de la vitesse de rotation relative entre le fluide et la sphère est alors engendré. Le coefficient hydrodynamique associé à ce couple en régime de Stokes s'exprime linéairement en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse angulaire (Reynolds angulaire) $Re_{p\omega} = \|\vec{\omega}_f - \vec{\omega}_p\| d_p^2 / 4\nu$, soit :

$$C_R = \frac{16}{Re_{p\omega}}, \quad (1.11)$$

où $\vec{\omega}_f$ et $\vec{\omega}_p$ sont respectivement les vitesses angulaires du fluide et de la particule.

Remarque

Dans le cas où les mouvements de translation et de rotation sont simultanés (problème couplé), les formulations ci-dessus (1.7-1.11) ne sont pas parfaitement valables. Par manque d'information sur ce problème, on est généralement amené à extrapoler ces résultats au cas de configuration « couplée » de translation et rotation simultanées. Dans les cas pratiques, les nombres de Reynolds particuliers sont de l'ordre ou supérieurs à l'unité, ce qui limite l'utilisation de ces formulations théoriques. Il est alors nécessaire de se référer aux résultats empiriques et/ou semi-empiriques pour des nombres de Reynolds particuliers plus élevés.

1.3.1.2 Expressions empiriques aux grands nombres de Reynolds

a) Coefficient de traînée

Contrairement au régime de Stokes, lorsque le nombre de Reynolds particulaire est supérieur à l'unité, le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes n'est plus négligeable. Le traitement théorique de ce problème devient alors plus complexe. C'est la raison pour laquelle, les forces et couples hydrodynamiques sont recherchés à travers des formulations empiriques et/ou semi-empiriques.

Le coefficient de traînée, peut être estimé *via* les nombreuses formulations proposées dans la littérature. Les plus utilisées d'entre elles sont celles de Schiller & Naumann (1935) (Eq : 1.12) et de Morsi & Alexander (1972) (Eq : 1.13):

$$\left\{ \begin{array}{l} C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \text{ si } Re_p \leq 1000 \\ C_D = 0.44 \text{ si } Re_p \geq 1000 \end{array} \right. \quad (1.12)$$

$$C_D = \frac{K_1}{Re_p} + \frac{K_2}{Re_p} + K_3, \quad (1.13)$$

où K_1, K_2, K_3 sont des coefficients de raccordement bien déterminés à partir de résultats expérimentaux. On reporte ces coefficients dans le tableau 1.3 pour différentes gammes du nombre de Reynolds.

Tableau 1.3 - Coefficients de raccordement de la corrélation de Morsi & Alexander (1972).

Re_p	K_1	K_2	K_3
<0.1	24	0	0
0.1<1	22.73	0.0903	3.69
1<10	29.167	-3.889	1.122
10<100	46.5	-116.67	0.6167
100<10 ³	98.33	-2778	0.3644
10 ³ <5.10 ³	148.62	-4.75 10 ⁴	0.357
5.10 ³ <10 ⁴	-490.546	57.87 10 ⁴	0.46
10 ⁴ <5.10 ⁵	-1662.5	5.4167 10 ⁶	0.5191

La figure (1.3) illustre l'évolution du coefficient de traînée obtenue par les deux corrélations (celle de Schiller & Naumann (1933) et celle de Morsi & Alexander (1972) comparées à la formulation théorique de Stokes (Eq : 1.8).

On observe dans la figure (1.3) un décrochage net des deux corrélations (Eq : 1.12 et Eq : 1.13) par rapport à la formulation théorique (Eq : 1.8) dès que le nombre de Reynolds particulaire devient supérieur à l'unité. Ceci est dû à la non-linéarité de l'évolution du coefficient de traînée. Cependant, les deux corrélations empiriques présentent une très bonne concordance qualitative et quantitative dans cette gamme du nombre de Reynolds particulaire $Re_p \geq 0.1$.

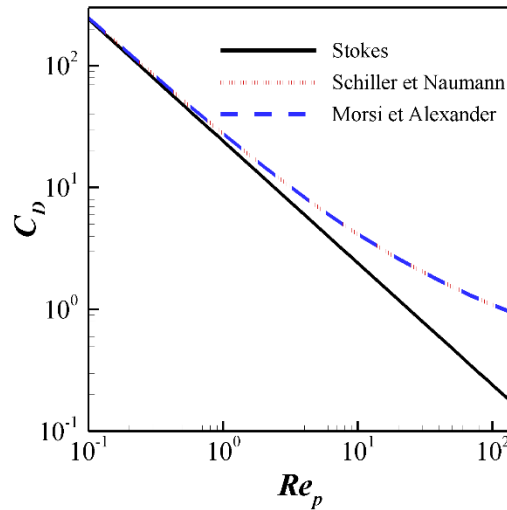


Figure 1.3 - Comparaison des coefficients de traînée obtenus par la formulation théorique de Stokes (1951), et les corrélations de Schiller & Naumann (1935) et Morsi & Alexander (1972).

b) Coefficients de portance et de couples

Le coefficient de portance due à la rotation peut être estimé grâce aux différentes corrélations proposées dans la littérature. Dans la thèse de Chagras (2004), on retrouve une compilation de ces corrélations ainsi que leurs domaines de validité. Nous choisissons de rapporter ci-dessous une de ces corrélations dont on compare l'évolution en fonction du nombre de Reynolds par rapport aux résultats théoriques de Rubinow et Keller (1961) (Eq : 1.10). Il s'agit de la corrélation de Oesterlé et Bui Dinh (1998) qui présente l'avantage de couvrir une large gamme du coefficient de rotation adimensionnel $\gamma < 6$, ainsi que du nombre de Reynolds particulaire $Re_p \in [10 - 140]$. Ainsi,

$$\text{Pour } 1 < \gamma < 6 \quad C_{LM} = 0.45 + (2\gamma - 0.45) \exp(-0.075 \gamma^{0.4} Re_p^{0.7}), \quad (1.14)$$

$$\text{et pour } \gamma < 1 \quad C_{LM} = (0.45 + 1.55 \exp(-0.075 \gamma^{0.4} Re_p^{0.7})) \gamma. \quad (1.15)$$

Une comparaison de la corrélation (Eq : 1.15) avec la théorie est présentée dans la figure (1.4.a). On distingue nettement la différence de l'évolution des deux formulations. L'utilisation de ce type de corrélations nécessite la connaissance instantanée de la nature de l'écoulement.

Le coefficient du couple lié à la rotation du fluide a quant à lui été étudié avec précision par Dennis *et al.* (1980). En effet, ils ont montré dans un premier temps que la formulation établie pour le régime de Stokes peut s'étendre jusqu'à $Re_{p\omega} = 10$. Puis, ils ont proposé une corrélation semi-empirique qui estime le coefficient du couple avec précision jusqu'à $Re_{p\omega} = 1000$.

$$C_R = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha}{\sqrt{Re_{p\omega}}} + \frac{\beta}{Re_{p\omega}} \right). \quad (1.16)$$

Les coefficients α et β sont donnés pour les différents intervalles du nombre de Reynolds angulaires dans le tableau (1.4).

Tableau 1.4 - Coefficients de raccordement de la corrélation de Denis *et al.* (1980)

$Re \omega_p$	α	β
10-20	5.32	37.2
20-50	6.44	32.2
50<1000	6.45	32.1

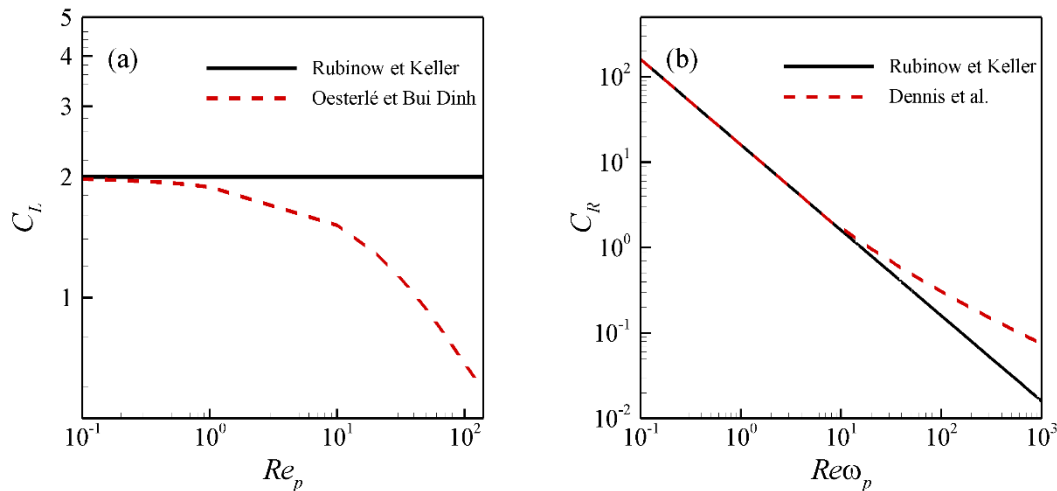


Figure 1.4 - (a) : Evolution du coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds (b) : Evolution du coefficient de couple en fonction du nombre de Reynolds angulaire.

Dans la figure (1.4.b), on présente une comparaison de l'évolution du coefficient du couple en fonction du nombre de Reynolds angulaire pour la formulation théorique ainsi que la corrélation de Denis *et al.* (1980).

Gardant à l'esprit que la sphère est un ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1$, ce qui correspond à un cas singulier des particules ellipsoïdales. C'est la raison pour laquelle des études spécifiques ont été dédiées au cas de la sphère. En effet, cette singularité induit une indépendance à l'orientation des forces et couples hydrodynamiques agissant sur la particule. Dans le cas des particules ellipsoïdales, les forces et couples hydrodynamiques sont intrinsèquement dépendants de la géométrie et de l'orientation. C'est ce que l'on va présenter dans le paragraphe qui suit.

1.3.2 Particules ellipsoïdales

La forme des particules non-sphériques auxquelles on s'intéresse dans cette étude est celle des ellipsoïdes de révolution. Cette forme présente un avantage de pouvoir représenter « de façon idéalisée » différentes formes. En effet, à travers cette forme, on peut représenter, respectivement, des particules allongées comme les fibres ou aplaties comme les flocons par des ellipsoïdes de révolution « allongés » $w > 1$ ou « aplatés » $w < 1$.

Les travaux qui ont été menés sur les coefficients hydrodynamiques relatifs à ce type de particules reposent sur les mêmes hypothèses que pour les particules sphériques, i.e., le terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes est négligé.

1.3.2.1 Résultats théoriques aux petits nombres de Reynolds (régime de Stokes)

a) Coefficient de traînée

De manière analogue aux travaux de Stokes (1851), Oberbeeck (1876) a étudié analytiquement le mouvement des ellipsoïdes en translation en régime de Stokes. En exploitant les travaux

d'Oberbeeck (1876), Happel & Brenner (1965) ont élargi l'étude à des conditions moins restrictives, i.e., écoulement quelconque et différentes géométries. Ainsi, Happel & Brenner (1965) ont mis en évidence des formules théoriques explicites des coefficients hydrodynamiques. Le coefficient de traînée est obtenu *via* l'introduction des facteurs de correction $K(w)$ dans la formulation de Stokes.

$$C_D = \frac{24K}{Re_p}. \quad (1.17)$$

L'évolution du coefficient de traînée est défini aux extremums $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$, et une fonction de raccordement de ces extremums est obtenue par une projection dans le référentiel inertiel (figure 1.2).

Ellipsoïde allongé :
$$C_D = C_{D\alpha=0^\circ} + (C_{D\alpha=90^\circ} - C_{D\alpha=0^\circ})\sin^2(\alpha), \quad (1.18)$$

Ellipsoïde aplati :
$$C_D = C_{D\alpha=90^\circ} + (C_{D\alpha=0^\circ} - C_{D\alpha=90^\circ})\sin^2(\alpha). \quad (1.19)$$

Le tableau (1.5) reporte les coefficients de correction de Happel & Brenner (1965) $K(w)$ aux extremums $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ pour les ellipsoïdes de révolution allongés et aplatis.

Tableau 1.5 - Coefficient de correction du coefficient de traînée aux extremums $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ (Happel & Brenner, 1965).

Particule	$K_{\alpha=0^\circ}$	$K_{\alpha=90^\circ}$
	$8w^{1/3}$	$4w^{1/3}$
Ellipsoïde allongé	$3 \left[-\frac{2w}{w^2-1} + \frac{2w^2-1}{(w^2-1)^{3/2}} \ln \left(\frac{w+\sqrt{w^2-1}}{w-\sqrt{w^2-1}} \right) \right]$	$3 \left[\frac{w}{w^2-1} + \frac{2w^2-3}{(w^2-1)^{3/2}} \ln \left(w + \sqrt{w^2-1} \right) \right]$
Ellipsoïde aplati	$3 \left[\frac{-w}{1-w^2} - \frac{(2w^2-3)}{(w^2-1)^{3/2}} \sin^{-1} \sqrt{1-w^2} \right]$	$3 \left[\frac{2w}{w^2-1} + \frac{2(1-2w^2)}{(1-w^2)^{3/2}} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{w^2-1}}{w} \right) \right]$
Sphère	1	1

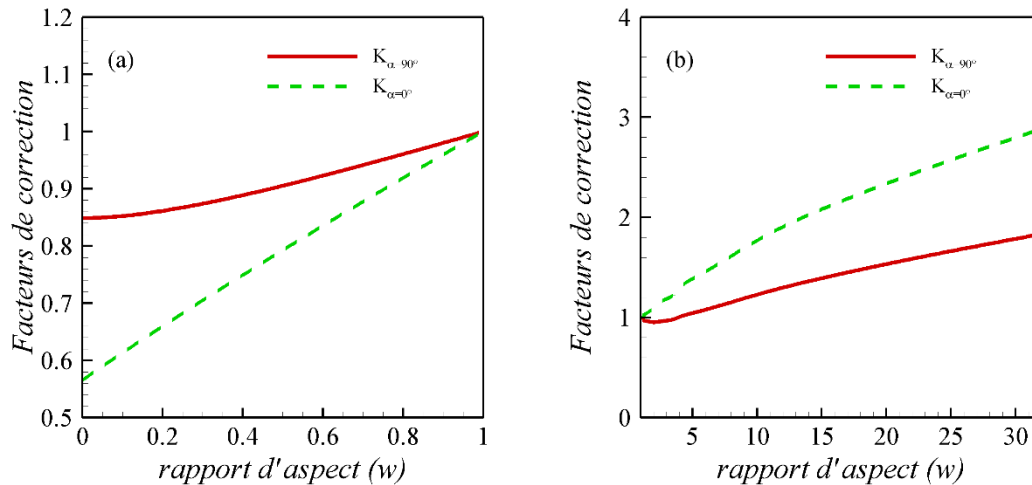


Figure 1.5 - Evolution des coefficients de correction de Brenner $K_{\alpha=0^\circ}$ et $K_{\alpha=90^\circ}$ en fonction du rapport d'aspect w . (a) : ellipsoïdes aplatis et (b) : ellipsoïdes allongés.

La figure (1.5) illustre l'évolution du coefficient de correction de la traînée en fonction du rapport d'aspect. On observe que la fonction $K_{\alpha=0^\circ}$ suit une évolution monotone, i.e., $K_{\alpha=0^\circ}$ augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect et ce, pour les ellipsoïdes allongés et aplatis. En revanche, la fonction $K_{\alpha=90^\circ}$ augmente en fonction du rapport d'aspect dans le cas des ellipsoïdes aplatis (figure 1.5.a) et diminue dans un premier temps quand le rapport d'aspect est proche de l'unité puis augmente pour une augmentation dans le cas des ellipsoïdes allongés (figure 1.5.b).

Dans le but de montrer l'intérêt de la recherche de la force de traînée pour les différents angles d'incidence, on présente sur la figure (1.6) le rapport $K_{\alpha=90^\circ}/K_{\alpha=0^\circ}$ en fonction du rapport d'aspect. Ce rapport traduit, en réalité, le rapport $C_{D,\alpha=90^\circ}/C_{D,\alpha=0^\circ}$ qui augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect avec $C_{D,\alpha=90^\circ}/C_{D,\alpha=0^\circ} < 1$ pour les ellipsoïdes aplatis et $C_{D,\alpha=90^\circ}/C_{D,\alpha=0^\circ} > 1$ pour les ellipsoïdes allongés. Ainsi, on voit bien l'intérêt d'une bonne estimation du coefficient de traînée à différents angles d'incidence, car celui-ci change significativement avec l'augmentation du rapport d'aspect.

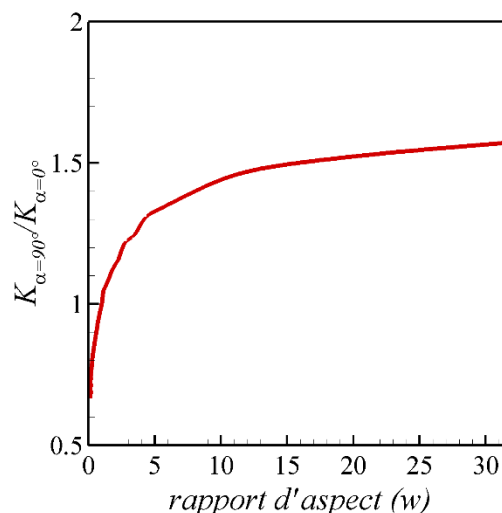


Figure 1.6 - Evolution du rapport $K_{\alpha=90^\circ}/K_{\alpha=0^\circ}$ en fonction du rapport d'aspect.

c) Coefficients de portance et de couple

Le coefficient de portance dû à l'orientation de la particule est cependant associé directement au coefficient de traînée (Happel & Brenner, 1965). En raison de la symétrie de l'écoulement lorsque l'axe de révolution est aligné ou perpendiculaire à l'écoulement respectivement, $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$, la force de portance n'agit pas sur la particule (coefficient de portance nul). Pour les autres angles d'incidence, l'écoulement devient non-symétrique, ce qui induit la force de portance. Le coefficient de portance s'exprime dans le repère inertiel par la formulation suivante :

$$C_L = (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin(\alpha) \cos(\alpha). \quad (1.20)$$

Cette fonction présente intrinsèquement un coefficient de portance maximal à l'angle d'incidence $\alpha = 45^\circ$. Pour illustrer l'importance de la force de portance, on reporte dans la figure (1.7) le rapport entre le coefficient de portance et le coefficient de traînée à l'angle d'incidence $\alpha = 45^\circ$. On observe bien que le rapport $C_{L,\alpha=45^\circ}/C_{D,\alpha=45^\circ}$ augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect, traduisant l'importance de la force de portance en tant que force hydrodynamique agissant sur des particules allongées ou aplaties. En effet, le rapport $C_{L,\alpha=45^\circ}/C_{D,\alpha=45^\circ}$ atteint un cinquième (1/5) de la force de traînée pour $w = 0.2$ et $w = 32$.

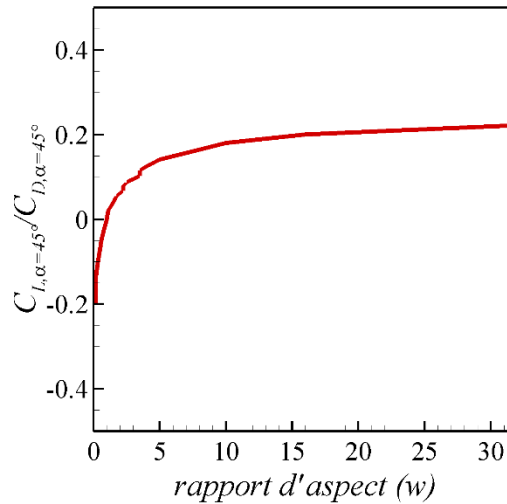


Figure 1.7 - Evolution du rapport $C_{L,\alpha=45^\circ}/C_{D,\alpha=45^\circ}$ en fonction du rapport d'aspect.

Le mouvement de rotation des ellipsoïdes a été étudié par Jeffery (1922) qui s'est intéressé à la rotation d'un ellipsoïde neutre dans un écoulement cisailé. La rotation de cette particule est induite par le seul couple lié à la rotation du fluide, i.e., le couple de tangage (couple lié à la géométrie et l'orientation de la particule) est négligé. Contrairement au cas de la sphère, le résultat obtenu donne directement le couple lié à la rotation du fluide indépendamment d'un coefficient hydrodynamique. Ce couple s'exprime dans le repère lié à la particule (repère de rotation : figure 1.2) par la formulation ci-dessous. Pour simplifier l'écriture, on évite les notations (').

$$\begin{aligned} T_x &= \frac{16\pi\mu\alpha^3 w}{3(\beta_0 + w^2\gamma_0)} \left[(1 - w^2) d_{zy} + (1 + w^2) (\omega_{zy} - \omega_x) \right] \\ T_y &= \frac{16\pi\mu\alpha^3 w}{3(\beta_0 + w^2\gamma_0)} \left[(w^2 - 1) d_{xz} + (1 + w^2) (\omega_{xz} - \omega_y) \right] \\ T_z &= \frac{32\pi\mu\alpha^3 w}{3(\alpha_0 + \beta_0)} (\omega_{zy} - \omega_x) \end{aligned} \quad (1.21)$$

où la déformation d_{zy}, d_{xz} et la rotationnel de la vitesse sont représentés par le tenseur des taux de déformation d_{zy}, d_{xz} et de rotation $\omega_{zy}, \omega_{xz}, \omega_{yx}$:

$$d_{zy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), d_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \quad (1.22)$$

$$\omega_{zy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), \omega_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right), \omega_{yx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right). \quad (1.23)$$

Alors que les termes α_0, β_0 et γ_0 sont des fonctions du rapport d'aspect w :

$$\alpha_0 = \beta_0 = \frac{w^2}{w^2 - 1} + \frac{w}{2(w^2 - 1)^{3/2}} \ln \left(\frac{w - \sqrt{w^2 - 1}}{w + \sqrt{w^2 - 1}} \right), \quad (1.24)$$

$$\gamma_0 = -\frac{2}{w^2 - 1} - \frac{w}{(w^2 - 1)^{3/2}} \ln \left(\frac{w - \sqrt{w^2 - 1}}{w + \sqrt{w^2 - 1}} \right). \quad (1.25)$$

En raison du nombre de paramètres physiques dont dépend ce couple, il est compliqué de lui associer un coefficient hydrodynamique en régime de Stokes. Il est également nécessaire de noter que la validité de cette formulation est discutable pour de petits nombres de Reynolds particulières qui ne tendent pas vers zéro (Karnis *et al.*, 1963, 1966). De plus, la formulation de Jeffery (1922) ne prend pas en compte le couple de tangage (lié à la géométrie) pour lequel à notre connaissance, il n'existe pas jusqu'à présent de formulation établie en régime de Stokes.

Comme pour le cas de la sphère, ces résultats sont limités au régime de Stokes. En effet, les hypothèses imposées ne sont valables qu'à $Re_p \rightarrow 0$. Sachant que dans les cas pratiques, le nombre de Reynolds particulière est de l'ordre ou supérieur à l'unité, on est alors, nécessairement, amené à se référer aux résultats empiriques proposés dans la littérature.

1.3.2.2 Expressions empiriques aux grands nombres de Reynolds

a) Coefficient de traînée

De nombreux travaux numériques et expérimentaux ont été menés sur les forces hydrodynamiques agissant sur des particules non-sphériques. Malheureusement, ces travaux sont souvent dédiés au coefficient de traînée.

Chhabra *et al.* (1999) ont recensé et classé différentes corrélations relatives au coefficient de traînée aux nombres de Reynolds particulières supérieurs à l'unité. Il ressort de cette étude l'existence de deux approches adoptées dans ces différents travaux. La première consiste à intégrer les différentes formes régulières dans une même corrélation à travers des facteurs de formes « corrélations universelles » (voir tableau 1.1). Ce sont les corrélations basées sur cette approche qui ont été classées par Chhabra *et al.* (1999) en les comparant aux résultats expérimentaux. La corrélation de Ganser (1993) a donc été identifiée comme la plus appropriée et présente un écart relatif plus acceptable. En se basant sur l'approche de Ganser (1993), Holzer & Sommerfeld (2008) ont utilisé la base de données présente dans la littérature pour différentes formes pour proposer une nouvelle formulation qui prend en compte l'orientation des particules. Bien que cette première approche simplifie la recherche du coefficient de traînée pour différentes formes, des erreurs plus au moins importantes peuvent apparaître en raison de l'utilisation du peu ou pas de résultats relatifs à un type de particules, ou bien en raison de la pertinence du paramètre de forme introduit dans la corrélation. La seconde approche identifiée par Chhabra *et al.* (1999) consiste à établir pour chaque forme et orientation spécifique une corrélation propre. Il est évident que cette approche peut permettre

d'obtenir des formulations plus adéquates pour un type de particule. Militzer *et al.* (1989) ont utilisé cette approche en introduisant le rapport d'aspect dans la corrélation de Schiller et Naumann (1935) relative au cas de la sphère. Ainsi, ils ont proposé une nouvelle corrélation pour les ellipsoïdes couvrant un intervalle de rapport d'aspect $w \in [0.2 - 5]$ et ce, pour les angles d'incidence $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ et une gamme de nombres de Reynolds particulières basé sur le petit axe de l'ellipsoïde $Re_p \in [1 - 200]$. L'effet de l'orientation a été analysé par Rosendahl (2000) qui a observé une évolution sinusoïdale entre les deux extremums. De ce fait, il propose l'utilisation des corrélations présentant la meilleure précision (la plus adéquate) aux extremums et de les raccorder par une fonction sinusoïdale pour l'obtention du coefficient de traînée aux angles d'incidences intermédiaires. Récemment, Zastawny *et al.* (2012) ainsi que Richter & Nikrityuk (2012) ont établi des corrélations pour des ellipsoïdes allongés et aplatis couvrant une large gamme du nombre de Reynolds et d'angle d'incidence. Cependant, Zastawny *et al.* (2012) mentionnent dans que leurs cas de validations présentent un écart de 17% avec la théorie. De plus ces corrélations concernent des ellipsoïdes de rapport d'aspect spécifiques ($w = 0.2, 1.25, 25$). Ceci est également le cas de l'étude menée par Richter & Nikrityuk (2012) qui ne concerne qu'un seul rapport d'aspect $w = 2$. La validité de ces corrélations a été analysée et discutée dans Ouchene *et al.* (2014). Ces différentes corrélations sont reportées dans le tableau (1.6) alors que les constantes de la corrélation de Zastawny et al. (2012) sont présentées dans le tableau (1.7).

Chapitre 1 : Synthèse bibliographique sur les actions hydrodynamiques agissant sur une particule solide

Tableau 1.6 - Corrélations de référence pour les coefficients de traînée

Auteurs	Corrélation	Limitation
Militzer <i>et al.</i> , 1979	$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \cdot \frac{4+w}{5} \cdot (f(Re_p, w) + g(Re_p, w))$ $f(Re_p, w) = \left(1 + 0.00096 \frac{Re_p}{w} - 0.000754 Re_p w \right)$ $g(Re_p, w) = \left(\frac{0.0924}{Re_p} + 0.0027 w^2 \right)$	<p>Ellipsoïdes</p> <p>$w \in [0.2 - 5]$</p> <p>$Re_p \in [1 - 200]$</p>
Rosendahl (2000)	$\begin{cases} C_D = C_{D,\alpha=90^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^3 \alpha \\ \text{et} \\ \text{Meilleurs } C_{D,\alpha=0^\circ} \text{ et } C_{D,\alpha=90^\circ} \end{cases}$	<p>Tous les ellipsoïdes</p> <p>$Re_p \in [1 - 1000]$</p>
Hölzer & Sommerfeld, 2008	$C_D = \frac{8}{Re_p} \frac{1}{\sqrt{\phi_\perp}} + \frac{16}{Re_p} \frac{1}{\sqrt{\phi}} + \frac{3}{\sqrt{Re_p}} \frac{1}{\phi^{3/4}} + 0.42 \times 10^{0.4(-\log \phi)^{0.2}} \frac{1}{\phi_\perp}$	<p>Particules isométriques</p> <p>$Re_p \in [1 - 10^5]$</p>
Zastawny <i>et al.</i> , 2012	$\begin{cases} C_D = C_{D,\alpha=90^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^{a_0} \alpha \\ \text{où :} \\ C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{a_1}{Re_p^{a_2}} - \frac{a_3}{Re_p^{a_4}} \\ C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{a_5}{Re_p^{a_6}} - \frac{a_7}{Re_p^{a_4}} \end{cases}$	<p>Ellipsoïdes</p> <p>$w = 0.5; 1.25; 2.5$</p> <p>Sphéro-cylindre</p> <p>$w = 5$</p> <p>$Re_p \in [1 - 300]$</p>
Richter & Nikrityuk, 2012, 2013	$C_D = 0.0316 + \frac{18.9}{Re_p} + \frac{6.25}{\sqrt{Re_p}} + \frac{2.21}{Re_p^{0.303}} \sin^2(\tilde{\psi})$ $\tilde{\psi} = ((\alpha + 90) \bmod 180) - 90 $	<p>Ellipsoïde</p> <p>$w = 2$</p> <p>$Re_p \in [10 - 240]$</p>

Tableau 1.7 - Constantes de la corrélation de Zastawny *et al.* (2012) pour le coefficient de traînée.

	$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 0.2$	Fibre $w = 5$
a_0	2.0	1.95	1.96	2.12
a_1	5.1	18.12	5.82	20.35
a_2	0.48	1.023	0.44	0.98
a_3	15.52	4.26	15.56	2.77
a_4	1.05	0.384	1.068	0.396
a_5	24.68	21.52	35.41	29.14
a_6	0.98	0.99	0.96	0.97
a_7	3.19	2.86	3.63	3.66
a_8	0.21	0.26	0.05	0.16

On se propose, de confronter les coefficients de traînée obtenus par ces différentes corrélations en fonction du nombre de Reynolds particulaire pour certains ellipsoïdes concernés par ces différentes études.

Les figures (1.8), (1.9) et (1.10) présentent, respectivement, les coefficients de traînée des ellipsoïdes de rapports d'aspect ($w = 1.25$, $w = 2$ et $w = 2.5$) obtenus par les différentes corrélations présentées dans le tableau (1.6).

Qualitativement, toutes ces corrélations présentent une évolution du coefficient de traînée non-linéaire et décroissante en fonction du nombre de Reynolds particulaire. Le décrochage de ces corrélations par rapports à la théorie (Eq : 1.18) est bien noté. On peut également constater, que que $C_{D,\alpha=90^\circ}$ est toujours supérieur à $C_{D,\alpha=0^\circ}$ tant que $w > 1$. Cependant, on remarque une disparité des résultats, plus ou moins prononcée, entre ces corrélations selon le rapport d'aspect et l'angle d'incidence. Afin d'illustrer cette disparité d'un point de vue quantitatif on calcule l'écart relatif moyen entre ces différentes corrélations et la corrélation de Militzer *et al.* (1989), soit : $Ecart = |C_D(\text{corrélation}) - C_D(\text{Militzer et al})| 100 / C_D(\text{Militzer et al})$. On reporte ces écarts relatifs moyens pour chacun des rapports d'aspect aux deux angles $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ d'incidence dans le tableau (1.8). Bien que les particules ne soient pas très allongées, on observe que l'écart relatif moyen varie entre 5.40% et 75.85 %, cela complique le choix d'une la corrélation pour le coefficient de traînée.

Tableau 1.8 - Ecart relatif moyens entre les différentes corrélations et la corrélation de Militzer *et al.* (1989).

Corrélation	α	$w = 1.25$	$w = 2$	$w = 2.5$
Holzer & Sommerfeld 2008	$\alpha = 0^\circ$	16.47	10.90	13.15
	$\alpha = 90^\circ$	31.43	60.38	24.40
Zastawny <i>et al.</i> 2012	$\alpha = 0^\circ$	27.46	-	75.85
	$\alpha = 90^\circ$	6.57	-	10.34
Richter & Nikrityuk 2013	$\alpha = 0^\circ$	-	5.40	-
	$\alpha = 90^\circ$	-	26.74	-

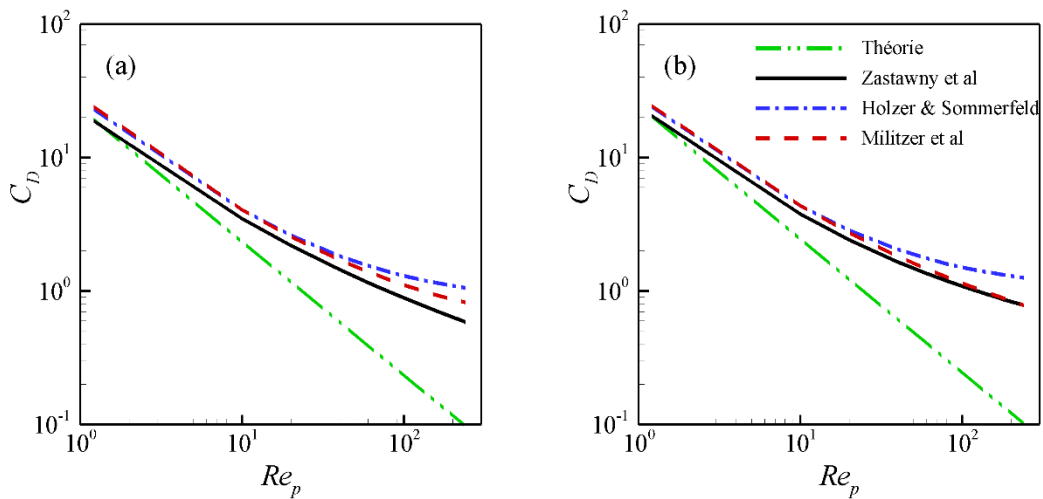


Figure 1.8 - Comparaison des différentes corrélations du coefficient de traînée pour $w = 1.25$. (a) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 0^\circ$. (b) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 90^\circ$.

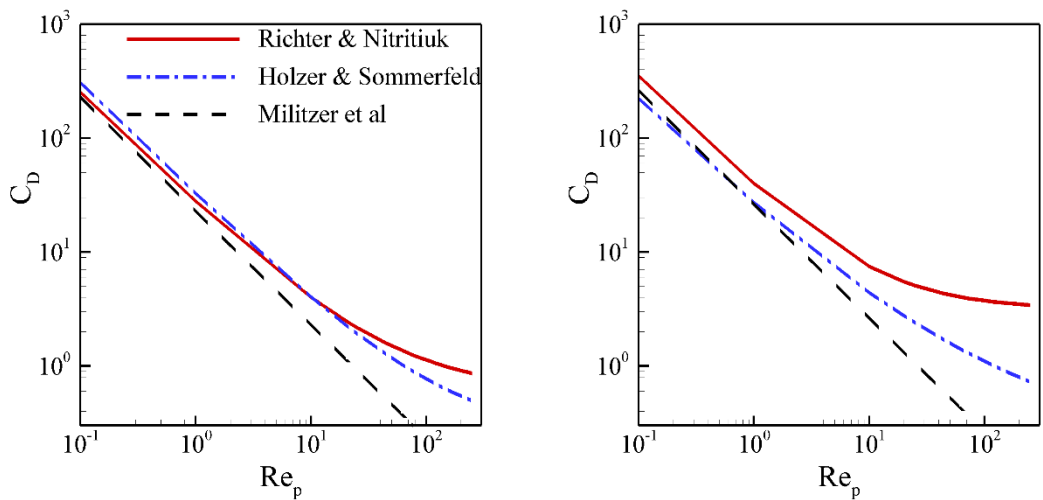


Figure 1.9 - Comparaison des différentes corrélations du coefficient de traînée pour $w = 2$. (a) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 0^\circ$. (b) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 90^\circ$.

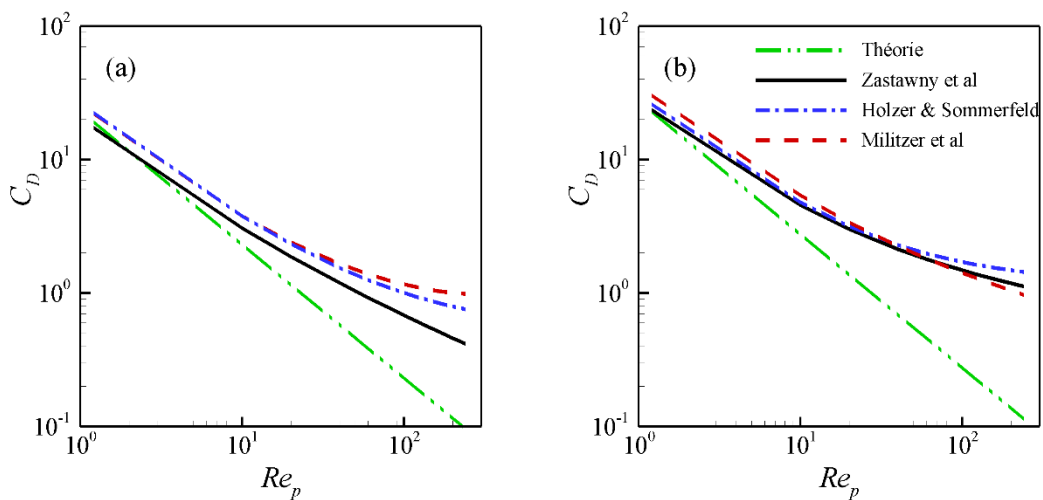


Figure 1.10 - Comparaison des différentes corrélations du coefficient de traînée pour $w = 2.5$. (a) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 0^\circ$. (b) : Coefficient de traînée pour $\alpha = 90^\circ$.

b) Coefficient de portance et couples

Contrairement au coefficient de traînée, le coefficient de portance pour des particules ellipsoïdales est peu présent dans la littérature. De ce fait, on est souvent amené à utiliser des corrélations établies pour des cylindres comme les corrélations de Hoerner (1965), de Yin *et al.* (2004) ou de Mando & Rosendahl (2010). Ces corrélations reposent sur l'hypothèse d'un lien directe entre le coefficient traînée et le coefficient de portance. Cette hypothèse a été invalidée dans les travaux de Zastawny *et al.* (2012) et Richter & Nikrityuk (2013). De même que pour le coefficient de traînée, les corrélations proposées dans ces deux récents travaux sont valides pour des particules spécifiques et ne couvrent pas une large gamme de rapport d'aspect. Le tableau (1.9) reporte ces corrélations dans leurs domaines de validité. Etant donné que la littérature n'offre pas un grand nombre de corrélations pour un même rapport d'aspect, on ne fera pas état d'une confrontation entre ces corrélations. Les constantes de la corrélation de Zastawny *et al.* (2012) sont reportées dans le tableau (1.10).

Tableau 1.9 - Corrélations de référence pour le coefficient de portance.

Auteurs	Corrélation	Limitation
Hoerner, 1965	$\frac{C_L}{C_D} = \sin^2 \alpha \cos \alpha$	Cylindre
Zastawny <i>et al.</i> , 2012	$C_L = \left(\frac{b_1}{Re_p^{b_2}} - \frac{b_3}{Re_p^{b_4}} \right) \sin(\alpha)^{b_5 + b_6 Re_p^{b_7}} \cos(\alpha)^{b_8 + b_9 Re_p^{b_{10}}}$	Ellipsoïdes : $w = 0.5; 1.25; 2.5$ $Re_p \in [1 - 300]$
Richter & Nikrityuk, 2013	$C_L = \left(\frac{0.97}{Re_p^{0.25}} \sin(2\tilde{\psi}) - \frac{0.0262}{Re_p^{0.25}} \cos(2\tilde{\psi}) \right)$ $\tilde{\psi} = ((\alpha + 90) \bmod 180) - 180 $	$w = 2$ $Re_p \in [10 - 240]$

 Tableau 1.10 - Constantes de la corrélation de Zastawny *et al.* (2012) pour le coefficient de portance

	$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 0.2$	Fibre $w = 5$
b_1	6.079	0.083	12.111	8.652
b_2	0.898	-0.21	1.036	0.815
b_3	0.704	1.582	3.887	0.407
b_4	-0.028	0.851	0.109	-0.197
b_5	1.067	1.842	0.812	0.978
b_6	0.0025	-0.802	0.249	0.036
b_7	0.818	-0.006	-0.198	0.451
b_8	1.049	0.874	5.821	1.359
b_9	0.0	0.009	-4.717	-0.43

De même que pour le coefficient de portance, le couple de tangage est moins étudié dans la littérature que le coefficient de traînée. Les rares travaux relatifs à ce couple pour des particules ellipsoïdales sont les travaux de Zastawny *et al.* (2012) et Richter & Nikrityuk (2013) (voir le tableau 1.8). En effet, Zastawny *et al.* (2012) proposent sur la base de leur simulations DNS (Immersed Boundary Method) des corrélations spécifiques pour des ellipsoïdes de rapport d'aspect $w = 0.2$, $w = 1.25$ et $w = 2.5$, et un sphérocyindre de rapport d'aspect $w = 5$. Pour leur part, Richter & Nikrityuk (2013) se sont appuyés sur les résultats de simulations DNS par un maillage de peau « Body Fitted » pour proposer une corrélation du couple de tangage pour un rapport d'aspect $w = 2$. Il existe aussi une autre approche qui consiste à estimer la distance entre le point de pression et le centre de gravité et de chercher le couple de tangage *via* le produit vectoriel de la résultante des forces de traînée et de portance et cette distance. Bien que des formulations de cette distance soient proposées (Rayleigh., 1876, Marchildon *et al.*, 1964, Rosendahl, 2000, Yin *et al.*, 2003) dans la littérature, malheureusement, celles-ci sont destinées aux particules cylindriques. Le coefficient du couple lié à la rotation du fluide n'est estimé que dans la seule étude de Zastawny *et al.* (2012). Ces résultats sont sujets aux mêmes observations relatives à la validité de leurs simulations, i.e., les résultats de leurs cas de validation à $Re_p = 0.1$ confrontés aux résultats théoriques de Happel & Brenner (1965) présentent un écart de 17% pour le coefficient de traînée. Les corrélations relatives au coefficient du couple de tangage et du couple lié à la rotation du fluide sont reportées dans le tableau (1.11) alors que les constantes qui leurs sont associées sont présentées dans le tableau (1.12).

Tableau 1.11 - Corrélations de référence pour le coefficient du couple de tangage C_T et le coefficient du couple lié à la rotation du fluide C_R .

Auteurs	Corrélation	Limitation
Zastawny <i>et al.</i> , 2012	$C_T = \left(\frac{c_1}{Re_p^{c_2}} - \frac{c_3}{Re_p^{c_4}} \right) \sin(\alpha)^{c_5+c_6 Re_p^{c_7}} \cos(\alpha)^{c_8+c_9 Re_p^{c_{10}}}$ $C_R = r_1 Re_\omega^{r_2} + \frac{r_3}{Re_\omega^{r_4}}$	Ellipsoïdes : $w = 0.5; 1.25; 2.5$ Sphérocyindre $w = 5$ $Re_p \in [1 - 300]$
Richter & Nikrityuk, , 2013	$C_T = -\sin(2\tilde{\psi}) \left(\frac{0.408}{Re_p} \sin(2\tilde{\psi}) - \frac{0.369}{Re_p^{0.126}} \right)$ $\tilde{\psi} = ((\alpha + 90) \bmod 180) - 180 $	$w = 2$ $Re_p \in [10 - 240]$

Tableau 1.12 - Constantes des corrélations de Zastawny *et al.* (2012) pour les coefficients du couple de tangage et du couple lié à la rotation du fluide.

	$w=1.25$	$w=2.5$	$w=0.2$	Fibre $w=5$		$w=1.25$	$w=2.5$	$w=0.2$	Fibre $w=5$
c_1	2.078	0.935	3.782	0.011	r_1	71.03	1.244	13.31	239.76
c_2	0.279	0.146	0.237	-0.656	r_2	0.069	0.239	0.189	0.075
c_3	0.372	-0.469	2.351	8.909	r_3	773.04	378.12	783.05	2074.02
c_4	0.018	0.145	0.236	0.396	r_4	0.67	0.789	0.628	0.612
c_5	0.98	0.116	-0.394	2.926	-	-	-	-	-
c_6	0.0	0.748	1.615	-1.28	-	-	-	-	-
c_7	0.0	0.041	-0.044	0.037	-	-	-	-	-
c_8	1.0	0.221	-0.537	-15.236	-	-	-	-	-
c_9	0.0	0.657	1.805	16.757	-	-	-	-	-

Remarque :

Le recensement des travaux ci-dessus n'est pas exhaustif. On peut retrouver d'autres travaux relatifs aux particules ellipsoïdales qui n'ont malheureusement pas abouti à une proposition de corrélation (Masliyah & Epstein, 1989, Hölzer & Sommerfeld, 2008). On peut également retrouver d'autres travaux aboutissant à des corrélations « universelles » qui ne tiennent, malheureusement, pas compte l'orientation de la particule (Yow *et al.* 2005). De même que certains travaux sont basés sur des simulations en 2 dimensions (Kishor & Gu, 2011).

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un état de l'art des études relatives aux coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couples) pour les sphères comme pour les ellipsoïdes. Les points essentiels que nous retenons de ce chapitre sont les suivants :

- le coefficient de traînée des ellipsoïdes est largement étudié dans la littérature contrairement aux coefficients de portance et de couples ;
- malgré le nombre important de corrélations établies pour le coefficient de traînée des ellipsoïdes, une disparité significative des résultats est notée ;
- les rapports d'aspect étudiés pour des nombres de Reynolds particuliers supérieurs à l'unité sont modérés $w \leq 5$;
- les corrélations dédiées aux coefficients de portance et de couples concernent des rapports d'aspect spécifiques ;
- l'évolution de ces coefficients hydrodynamiques en fonction de l'angle d'incidence n'est pas établie pour les nombres de Reynolds supérieurs à l'unité.

En se basant sur ces conclusions, on consacre la première partie de ce manuscrit à la recherche de corrélations pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couple de tangage) en fonction du nombre de Reynolds particulière, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence. Pour ce faire, nous utilisons des résultats de la simulation numérique directe à l'échelle de la particule (DNS résolue). Les différents paramètres relatifs à la configuration et à la simulation numérique directe sont présentés dans le chapitre qui suit.

Chapitre 2

Mise en place de l'approche de simulation (DNS résolue) pour l'étude des actions hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté un état de l'art sur les coefficients hydrodynamiques des particules ellipsoïdales. On a constaté que les études existantes s'intéressaient à des rapports d'aspect qui ne sont pas très élevés $w \leq 5$. De plus, ces différents travaux sont majoritairement dédiés au coefficient de traînée. L'objectif de la première partie de ce manuscrit est de rechercher ces coefficients hydrodynamiques pour des particules ellipsoïdales $w \in [1 - 32]$, dans une gamme de nombre de Reynolds modérée $Re_p \in [1 - 240]$ et pour toutes les orientations, à travers la simulation numérique directe dite « résolue ». Pour ce faire, une validation de l'approche numérique et des résultats de références s'impose. De ce fait, on consacre ce chapitre à la présentation de la configuration des simulations et des paramètres numériques, ainsi qu'à la validation des résultats *via* une comparaison avec des cas références.

2.2 Présentation de la configuration de l'étude

Dans ce présent travail, on utilise le code CFD (Ansys-Fluent) pour simuler l'écoulement autour de particules ellipsoïdales (voir tableau 2.1). Ces particules sont orientées suivant leurs axes de révolution, et ce pour une large plage d'angles d'incidence, afin de pouvoir établir des corrélations précises.

Il existe peu de travaux relatifs à des particules ellipsoïdales très allongées. Comme on l'a reporté dans le chapitre 1, ces études s'intéressent à des rapports d'aspect qui ne dépassent pas $w = 5$ (Miltzer *et al.*, 1989, Zastawny *et al.*, 2012, Richter & Nikrityuk., 2012). Or, dans l'industrie du papier et l'industrie pneumatique, on peut retrouver des particules dont le rapport d'aspect dépasse largement $w = 5$. C'est la raison pour laquelle, on choisit d'élargir la gamme du rapport d'aspect pour atteindre $w = 32$ (figure 2.1). Contrairement à ce qu'on retrouve dans la littérature, la gamme du nombre de Reynolds particulaire choisie n'est pas trop élevée $Re_p \in [1.21 - 240]$, ce qui permet d'avoir une estimation précise des coefficients hydrodynamiques avec moins de contraintes sur le temps de calcul pour la simulation numérique directe. La géométrie des ellipsoïdes de révolution permet de réduire la plage des angles d'incidence à étudier. En effet, on retrouve les mêmes valeurs absolues des coefficients hydrodynamiques aux intervalles $\alpha \in [0, \pi/2]$, $\alpha \in [\pi/2, \pi]$, $\alpha \in [\pi, 3\pi/2]$ et $\alpha \in [3\pi/2, 2\pi]$. De ce fait, les simulations sont faites dans la plage $\alpha \in [0, \pi/2]$ avec un pas de 10° . L'objectif de cette étude étant de proposer des corrélations pour les coefficients hydrodynamiques en fonction du nombre de Reynolds particulaire, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence, il est nécessaire d'introduire plusieurs cas pour chacun de ces paramètres. Ainsi, on définit, au minimum, cinq cas de simulations pour chaque paramètre indépendant pour pouvoir effectuer un bon ajustement « fitting » dans un intervalle de chaque paramètre Re_p , w et α (voir le tableau 2.1).

Tableau 2.1 - Paramètres de simulations

Rapport s'aspect w	Nombre de Reynolds particulaire Re_p	Angles d'incidence α
1, 1.25, 2.5, 5, 10, 16, 32	0.1, 1.21, 10, 20, De 20 à 240 avec un pas de 20	De 0° à 90° Avec un pas de 10°

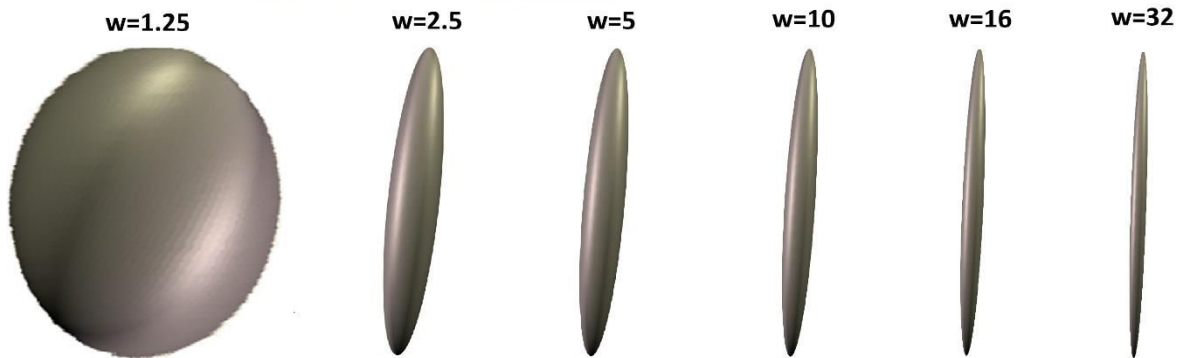


Figure 2.1 - Illustration des ellipsoïdes allongés concernés par ce travail.

La gamme du nombre de Reynolds particulières à laquelle on s'intéresse dans cette étude est $Re_p \in [1.21-240]$. Il est bien connu pour le cas de la sphère que l'écoulement devient asymétrique aux nombres de Reynolds particulières avoisinant 200 alors que il est asymétrique pour les ellipsoïdes dès lors que l'angle d'incidence est différent de $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ quel que soit Re_p (voir la figure 2.2). Il est alors nécessaire d'effectuer les simulations dans une configuration en 3D (Johnson & Patel (1999), Richter & Nikrityuk (2012)).

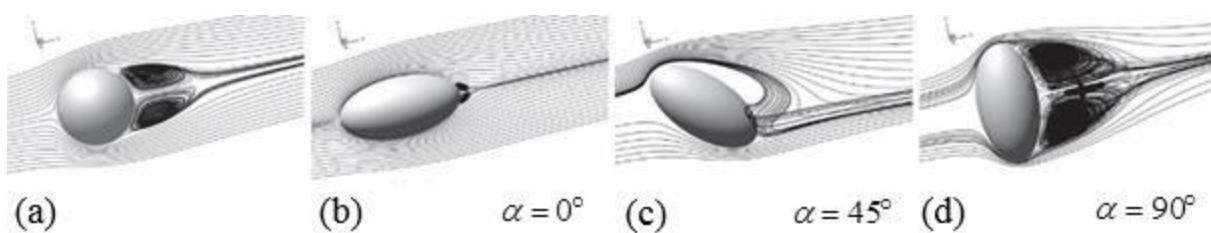


Figure 2.2 - Lignes de courant d'un écoulement autour d'une sphère (a) et autour d'un ellipsoïdes $w = 2$ à $Re_p = 100$ (b, c, d). Figure issue de Richter & Nikrityuk (2013).

2.3 Mise en équations des cas de l'étude

2.3.1 Equations de continuité et de quantité de mouvement

Bien que l'écoulement devienne asymétrique aux nombres de Reynolds particulières avoisinant 200, celui-ci reste stationnaire pour $Re_p \leq 240$ et ce, pour la sphère comme pour les ellipsoïdes (Johnson & Patel (1999), Richter & Nikrityuk (2012)).

Les équations qui régissent cet écoulement sont les équations de continuité et quantité de mouvement. L'écoulement étant considéré uniforme, isotherme, incompressible et stationnaire, et le fluide Newtonien, ces équations se présentent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{u} &= 0, \\ (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \bar{u},\end{aligned}\tag{2.1}$$

où \bar{u} et ν sont respectivement le champs de vitesses et la viscosité cinématique du fluide et p est la pression.

2.3.2 Conditions aux limites

Il s'agit ici d'étudier un écoulement autour d'un obstacle ellipsoïdal dans un domaine infini. Les conditions aux limites pour ce cas de configuration sont :

- la condition de vitesse à l'infini ;
- la condition d'adhérence à la surface de la particule.

La condition de vitesse à l'infini ne peut être satisfaite d'un point de vue numérique. C'est la raison pour laquelle les conditions aux limites numériques, qu'on développera dans la section qui suit, sont différentes des conditions aux limites théoriques. Le problème théorique étant défini, on présente alors, les paramètres de résolution numérique du problème.

2.4 Méthode et paramètres de résolution numérique

La configuration des simulations est une particule solide, supposée immobile, immergée dans un écoulement tridimensionnel unidirectionnel et uniforme de vitesse \bar{u}_f . Le domaine de simulation est un parallépipède « boîte fluide » qui entoure la particule.

2.4.1 Conditions aux limites numériques

Les équations du problème sont des équations aux dérivées partielles qui nécessitent des conditions aux limites pour leur résolution. On doit alors imposer à l'entrée, à la sortie, aux bords de la boîte et à la surface de la particule des conditions particulières. Sachant que ces équations sont résolues numériquement, il est nécessaire de veiller à ce que le problème soit bien posé et cela par la stabilité des calculs. Cette stabilité des calculs est assurée entre autre par un choix de conditions aux limites compatibles entre elles, ce qui correspond dans ce cas de configuration à:

- à l'entrée et à la sortie aux bords (parois latérales) de « la boîte fluide » une vitesse unidirectionnelle est appliquée : $u_x = u_\infty$ et $u_y = u_z = 0$;
- à la sortie de « la boîte fluide », une condition de pression est imposée ;
- la condition imposée à la surface de la particule est « une condition d'adhérence » : $u_x = u_y = u_z = 0$.

Ces conditions aux limites appliquées aux bornes du domaine sont présentées dans la figure (2.3).

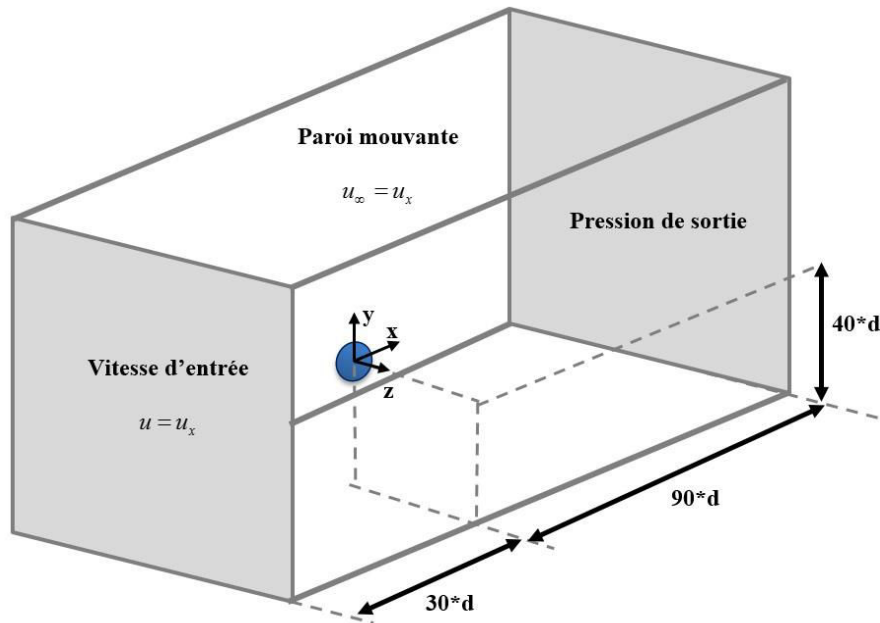


Figure 2.3 - Domaine de simulation et condition aux limites. d correspond au diamètre de la sphère ou à l'axe de révolution de l'ellipsoïde.

2.4.2 Maillage

Le choix du maillage optimal dépend de chaque configuration. Pour la configuration qui nous intéresse dans cette étude, le maillage de deux parties distinctes est nécessaire. La première partie concerne l'écoulement fluide et la deuxième concerne la surface de l'obstacle. En effet, les forces de traînée et de portance sont obtenues par la combinaison des pressions et du frottement agissant sur la particule, respectivement dans la direction longitudinale ou normale de l'écoulement. Elles sont calculées en intégrant les contraintes pariétales par rapport à la surface (Bird *et al.* (1960), Hinds (1982)) :

$$\begin{aligned} F_D &= F_{D,pressure} + F_{D,friction} = -\int_S p \bar{x} \cdot \bar{n} dS + \int_S \bar{n} \cdot \tau \cdot \bar{x} dS \\ F_L &= F_{L,pressure} + F_{L,friction} = -\int_S p \bar{y} \cdot \bar{n} dS + \int_S \bar{n} \cdot \tau \cdot \bar{y} dS \end{aligned} \quad (2.2)$$

où τ et \bar{n} sont respectivement le tenseur des contraintes visqueuses et le vecteur normal à la surface. Le moment n'est autre que la combinaison de ces deux forces appliquées au centre de pression. De ce fait, il convient de veiller à la bonne estimation de la surface de la particule par le maillage. Ansys-Fluent proposent un panel de maillages structurés, non-structurés ou hybride à exploiter, mais leur utilisation ne se fait pas de façon anodine. En effet, selon la complexité de la géométrie et les résultats recherchés, un maillage peut être plus au moins adapté :

- un maillage structuré est défini par un petit nombre de paramètres. Sa modification se fait de façon plus aisée. Cependant, pour décrire des géométries obliques, il est nécessaire d'utiliser un nombre de nœuds de maillage important ;
- le maillage non-structuré apporte de son côté une réponse à la description de cette géométrie et nécessite plus de nœuds maillage. Toutefois, il peut augmenter les erreurs numériques (diffusion numérique) et il est difficile de contrôler la densité des mailles ;
- il est généralement conseillé d'utiliser un maillage hybride pour les géométries complexes. En effet, celui-ci se fait par un maillage en blocs dont le type de mailles (structuré ou non-structuré) est choisi par l'utilisateur selon la complexité de la géométrie dans le bloc. Il n'est, toutefois, pas exempté d'inconvénients, car la connexion entre les blocs n'est pas évidente et prend généralement un temps considérable.

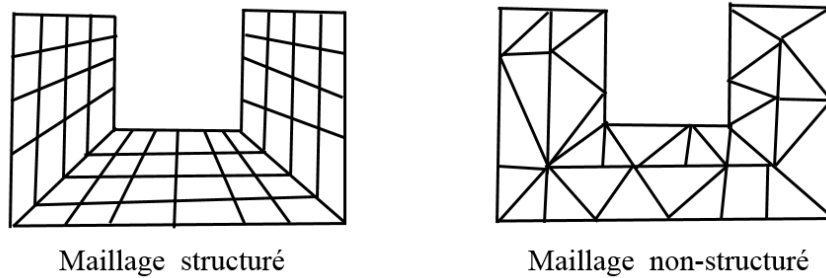


Figure 2.4 - Exemple de maillage structuré et non-structuré.

La configuration de notre étude n'étant pas trop complexe, on opte pour l'utilisation d'un maillage non-structuré, constitué d'éléments tétraédraux, suffisamment raffiné à la surface de la particule et permettant de capturer la couche limite par un minimum de 20 mailles, qui est trsè supérieur aux préconisations standards (5 à 10 mailles dans la couche limite).

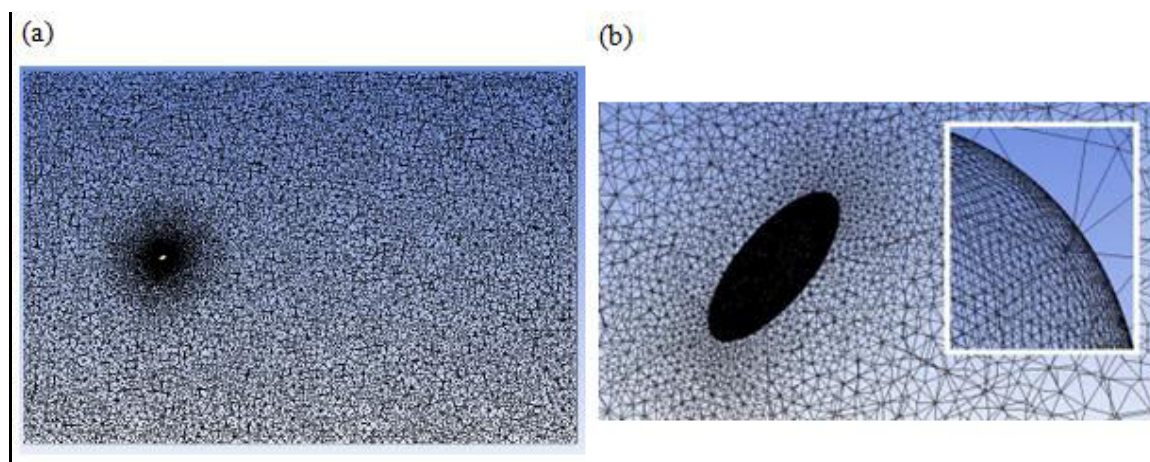


Figure 2.5 - Illustration du Maillage utilisé. (a) : maillage du domaine. (b) : zoom sur le maillage de la surface de la particule.

2.4.3 Schémas numériques

Dans toutes les simulations, les équations de Navier-Stokes ainsi que l'équation de continuité sont résolues par une méthode de volumes finis centrés a la cellule (Cell-centered), i.e., les variables stockées au centre de la cellule sont interpolées aux faces du volume de contrôle. Les flux traverse la grille de maillage de façon oblique, leur écriture devient alors plus complexe que dans le cas de maillage structuré, d'où la nécessité d'une « discrétisation numérique décentré au second ordre ». Les termes visqueux sont toujours et automatiquement discrétisés au second ordre, cette condition doit s'appliquer aux termes convectifs par le schéma « Second Order Upwind Scheme ». L'interpolation de la pression est réalisé par un schéma « Standard » acceptable et conseillé en dehors de certains cas particuliers non-concernés par la présente étude. Le couplage vitesse-pression est effectué à l'aide de l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit-Method for Pressure-Linked Equations) (Pantakar 1972).

Dans cette étude numérique, on utilise un critère de convergence de 10^{-6} pour la continuité et de 10^{-10} pour le résidu normalisé des variables de vitesses u_x, u_y et u_z . De plus, on utilise un critère de convergence supplémentaire qui se base sur la convergence des coefficients hydrodynamiques. Dans le cas du coefficient de traînée, le calcul converge dès lors que la valeur du coefficient de traînée cesse de varier à l'ordre de 10^{-6} durant cent itérations (i) successives, i.e., la condition $|C_D^{i-1} - C_D^i| / C_D^i \leq 10^{-6}$ est respectée durant cent itérations successives.

2.5 Vérification de l'approche numérique

2.5.1 Indépendance à la taille du domaine

Les dimensions de la « boîte fluide » définie précédemment, sont déterminées afin d'éviter toute perturbation due aux conditions limites, notamment au niveau de la couche limite. D'un point de vue pratique, ces dimensions sont imposées pour $Re_p = 0.1$ car ce dernier entraîne la plus grande couche limite. En outre, à l'aval de la particule, les dimensions sont fixées afin de laisser une distance suffisante au développement du sillage. Comme on l'a vu dans le chapitre 1, plusieurs diamètres sont définis pour des particules non-sphériques. Il n'est donc pas facile de choisir le nombre de Reynolds particulaire adéquat pour l'estimation de la couche limite. De ce fait, on choisit de se baser sur le cas de la sphère pour déterminer la taille du domaine. Cependant, on fixe la taille de l'axe de révolution (grand axe) pour tous les ellipsoïdes pour garder une cohérence de la proportionnalité de la taille du domaine vis-à-vis de la taille de la particule. La figure (2.6) montre l'évolution du rapport u_f/u_∞ sur une ligne perpendiculaire à l'écoulement moyen ainsi que le profil des vitesses sur cette ligne. Ce rapport permet de vérifier la capture de la couche limite dans le domaine, i.e., la couche limite est définie lorsque la vitesse atteint 99% de vitesse à l'infini (paroi). En dehors de la couche limite la vitesse est égale à la vitesse à l'infini u_∞ . La condition $u_f/u_\infty = 0.99$ est bien vérifiée dès que la taille du domaine est 8 fois plus grande que la taille de la particule. Toutefois, cette condition n'est pas suffisante pour le choix de la taille. En effet, en plus de ces conditions on doit vérifier l'indépendance des résultats des coefficients hydrodynamiques de la taille du domaine.

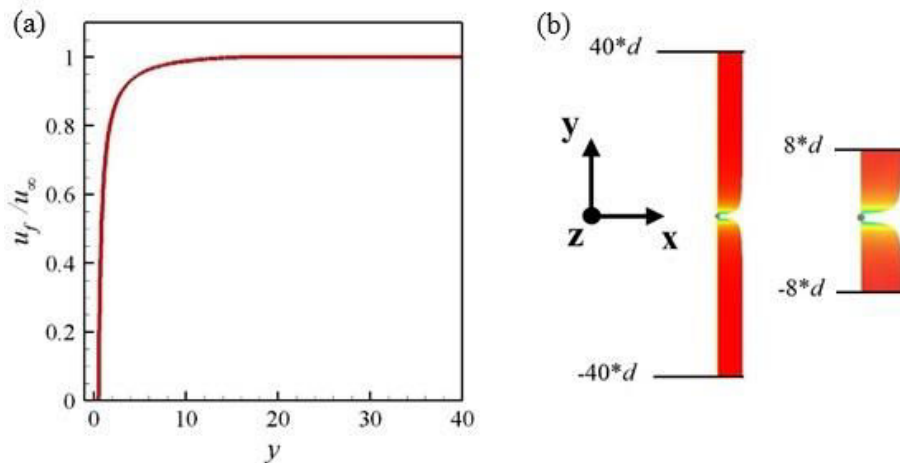


Figure 2.6 - Evolution du rapport u_f/u_∞ en fonction de la hauteur de la boîte fluide (a) et profil des vitesses sur une ligne perpendiculaire à l'écoulement moyen (b) avec un zoom sur la zone $d \in [-8, 8]$.

Pour pouvoir choisir le domaine adéquat, tout en respectant les critères énoncés ci-dessus, on choisit de tester 3 domaines et vérifier l'indépendance du coefficient de traînée d'une sphère à la taille de ce domaine, i.e., la distance du centre de gravité de la particule par rapport aux parois latérales d_∞ . Le choix est basé uniquement sur le coefficient de traînée en raison du fait que les coefficients de portance et de couple sont nuls théoriquement et tendant vers zéro numériquement. Les coefficients de traînée obtenus pour ces trois domaines sont présentés dans le tableau (2.2). Ce test nous permet de fixer la taille du domaine avec $d_\infty/d = 40$, car la différence n'est pas significative 0.9%.

Chapitre 2 : Mise en place de l'approche de simulation (DNS résolue) pour l'étude des actions hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales

Tableau 2.2 - Coefficient de traînée de la sphère à $Re_p = 0.1$ en fonction de la taille de la boîte.

n	Taille de la boîte d_∞/d	C_D	C_L	C_T
1	40	247.67	-0.0149	0.0204
2	60	245.43	-0.0144	0.0197
3	80	245.09	-0.0143	0.0195

2.5.2 Indépendance au maillage

Afin de fixer le maillage, on procède à l'étude de l'indépendance au maillage sur trois grilles. Dans le cas de la sphère, l'écoulement devient instationnaire pour $Re_p \in [270-280]$ (Johnson & Patel 1999). Cependant, ces mêmes auteurs ont montré que l'influence de l'instationnarité sur le coefficient de traînée n'est pas significative même à $Re_p = 300$. En effet, la fluctuation temporelle du coefficient de traînée autour de la valeur moyenne est inférieure à 0.5%. De même, Richter & Nikritiyuk (2012) ont montré que l'écoulement reste stationnaire pour un ellipsoïde $w=2$ à $Re_p = 250$.

Sachant que l'on a fixé l'axe de révolution des ellipsoïdes, il suffit alors de s'intéresser à un seul cas $w=5$. Les tests effectués concernent un nombre de Reynolds particulaire $Re_p = 290$ et un ellipsoïde de rapport d'aspect $w=5$ positionné verticalement à l'écoulement moyen. Les résultats des coefficients hydrodynamiques obtenus pour chaque grille sont présentés dans le tableau (2.3). Sachant qu'il est difficile de contrôler la densité du maillage non-structuré, la validation du maillage nécessiterait une vérification de l'indépendance du maillage pour chaque particule et pour chaque orientation, ce qui est très coûteux en temps calcul. Pour échapper à cette contrainte, on choisit ici de s'intéresser à un nombre de Reynolds particulaire $Re_p = 290$ supérieur à la gamme qu'on souhaite étudié, situé dans la zone de transition vers l'instationnarité de l'écoulement pour, ainsi, utiliser un maillage de même densité pour les cas considérés dans cette étude à $Re_p \leq 240$ (Ouchene *et al.*, 2015). Les tests montrent qu'il n'y a pas de modification significative du coefficient de traînée pour les cas 2 et 3. Les coefficients de portance et de couple doivent être nuls et les résultats numériques obtenus confirment cette tendance. Par conséquent, pour tous les cas étudiés, les propriétés du maillage choisi sont celle du cas 2.

Tableau 2.3 - Coefficients hydrodynamiques en fonction de la grille de maillage (nombre de nœuds).

cas	Nombre de nœuds	C_D	C_L	C_T
1	344134	0.853	$8.32 \cdot 10^{-5}$	$5.87 \cdot 10^{-4}$
2	664911	0.830	$1.53 \cdot 10^{-5}$	$8.56 \cdot 10^{-5}$
3	978559	0.828	$3.90 \cdot 10^{-5}$	$1.14 \cdot 10^{-4}$

2.6 Validation physique de l'approche de simulation

Avant que les différents cas présentés dans le tableau (2.1) ne soient simulés, il convient de procéder à la validation de l'approche numérique. Pour ce faire, on définit deux cas physiques de référence :

- **validation basée sur le cas de la sphère**, i.e., la comparaison des résultats se fera par rapport à la formulation théorique de Stokes (1851) en régime de Stokes (Eq :1.8) et à la corrélation de Schiller et Naumann (1935) (Eq :1.12) en dehors du régime de Stokes ;
- **validation basée sur le cas des ellipsoïdes**, i.e., les coefficients de traînée et de portance en fonction du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence sont confrontés à la formulation théorique de Brenner (1965) en régime de Stokes (Eqs : 1.18-1.20) pour différents angles d'incidence et pour tous les ellipsoïdes étudiés.

2.6.1 Ecoulement autour d'une sphère

Des simulations d'écoulements autour d'une sphère sont effectuées pour différents nombres de Reynolds particuliers $Re_p \in [0.1 - 240]$, et ont permis d'extraire le coefficient de trainée en fonction du nombre de Reynolds particulière que l'on a tracé dans la figure (2.7).

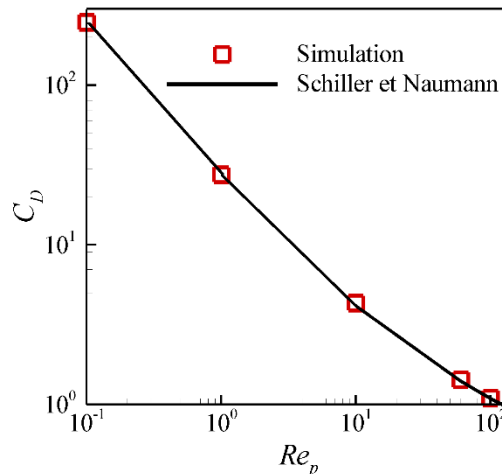


Figure 2.7 - Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulière comparé à la corrélation de Schiller & Naumann (Eq : 1.12).

La figure (2.7) montre que les résultats de nos simulations sont en très bon accord avec la formulation de Stokes (Eq : 1.8) à $Re_p = 0.1$, et avec la corrélation de Schiller & Naumann (Eq : 1.12) aux grands nombres de Reynolds particuliers. En effet, le coefficient de traînée diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulière. L'écart relatif moyen entre les résultats de nos simulations et la corrélation de Schiller & Namann (Eq : 1.12) est estimé à 1.5%. De plus, pour conforter cette validation, les contributions des deux parties liées à la pression et à la viscosité sont extraits séparément pour les confronter aux résultats établis théoriquement par Reist (1984), soit $C_{D,pression} = C_{D,total}/3$ et $C_{D,visqueux} = 2C_{D,total}/3$. Les résultats obtenus pour ces deux parties sont respectivement 0.32% et 0.68% pour la partie liée à la pression et la partie liée à la viscosité ce qui confirme et appuie la validité des simulations.

2.6.2 Ecoulements autour des ellipsoïdes

Afin de compléter la validation de l'approche numérique dans le cas de particules non-sphériques, d'autres simulations sont effectuées. Celles-ci concernent l'écoulement autour des ellipsoïdes

allongés (figure 2.1). Pour procéder à la validation de résultats obtenus, on présente tout d'abord les résultats pour le coefficient de traînée puis pour le coefficient de portance.

Coefficient de traînée

La figure (2.8) présente les coefficients de traînée $C_{D,\alpha=0^\circ}, C_{D,\alpha=90^\circ}$ en fonction du rapport d'aspect, à $Re_p = 0.1$, comparés aux résultats théoriques (Eq : 1.18). Les résultats de simulations sont en très bon accord avec les résultats théoriques tant d'un point de vue qualitatif que quantitatif. En effet, les résultats de simulations suivent la même évolution que les résultats théoriques, i.e., les coefficients de traînée $C_{D,\alpha=0^\circ}, C_{D,\alpha=90^\circ}$ augmentent avec l'augmentation du rapport d'aspect, tout en respectant la nuance qui existe pour le cas $C_{D,\alpha=0^\circ}$ à $w \rightarrow 1$ où $C_{D,\alpha=0^\circ}$ diminue. Afin de vérifier quantitativement la validité des résultats de simulations, on a calculé les écarts relatifs moyen et maximal $Ecart = |C_{D,simulation} - C_{D,theorie}| 100 / C_{D,theorie}$. Les valeurs moyenne et maximale de ces écarts relatifs sont respectivement 3.09% et 4.63% à une incidence $\alpha = 0^\circ$, et 4.03% et 6.99% à une incidence $\alpha = 90^\circ$.

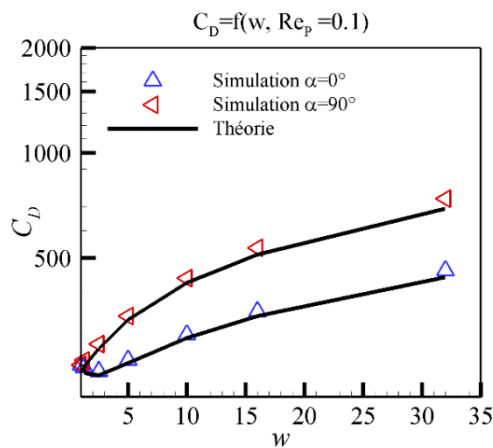


Figure 2.8 - Coefficient de traînée en fonction du rapport d'aspect, à $Re_p = 0.1$, comparé aux résultats théorique (Eq : 1.18).

L'effet de l'orientation est reporté dans figure (2.9). Pour une meilleure présentation, on choisit de reporter les coefficients de traînée (simulation et théorie) de chaque particule normalisés par les valeurs du coefficient de traînée $C_{D,\alpha=90^\circ}$. On observe que l'effet de l'orientation est bien traduit par les simulations, i.e., augmentation du coefficient de traînée normalisé en fonction de l'angle d'incidence en plus du fait que cette tendance devient plus prononcé avec l'augmentation du rapport d'aspect tel qu'il est montré par la théorie (Eq : 1.20). Cette concordance des résultats de simulations avec les résultats théoriques est vérifiée par l'estimation des écarts moyens $Ecart = |C_{D,simulation} - C_{D,theorie}| 100 / C_{D,theorie}$, pour chaque ellipsoïde, ceux-ci avoisinent 1%.

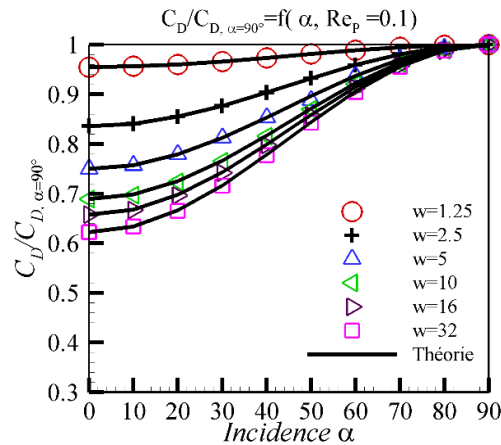


Figure 2.9 - Coefficient de traînée normalisé en fonction de l'angle d'incidence, à $Re_p = 0.1$, comparé aux résultats théorique normalisés.

D'un point de vue physique, on peut instinctivement prédire que les apports des parties liées à la pression et à la viscosité sont différents du cas de la sphère. En effet la figure (2.10) montre que, pour $\alpha = 0^\circ$, la partie visqueuse devient de plus en plus prépondérante avec l'augmentation du rapport d'aspect jusqu'à devenir, quasiment, la seule source de la force de traînée pour les ellipsoïdes de rapport d'aspect supérieur à $w = 15$. Cependant, pour $\alpha = 0^\circ$, les deux parties (pression et visqueuse) subsistent dans l'intervalle $[1/3 - 2/3]$. Toutefois, on remarque que ces apports deviennent quasiment constants pour $w \geq 5$.

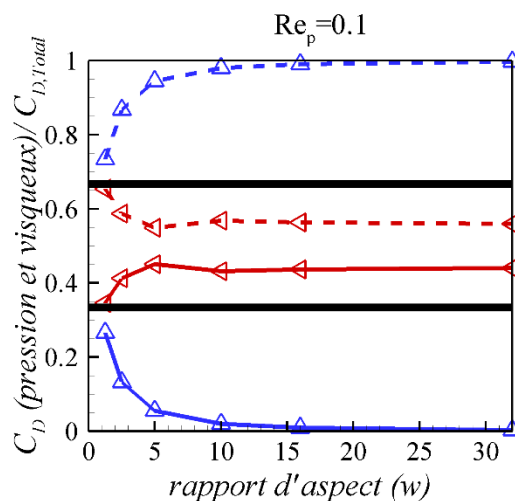


Figure 2.10 - Coefficient de traînée lié pression (ligne continue) normalisé par le coefficient de traînée total (ligne continue) et le coefficient de traînée lié viscosité (ligne discontinue) normalisé par le coefficient de traînée total en fonction du rapport d'aspect. (Δ) : résultats à $\alpha = 0^\circ$ et (\triangleleft) : résultats à $\alpha = 90^\circ$. Les lignes noires correspondent au cas de la sphère.

Coefficient de portance

En raison de la symétrie du profil du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence par rapport à l'angle $\alpha = 45^\circ$, on choisit de confronter les résultats des simulations et les résultats théoriques de Brenner (1965) (Eq : 1.20) pour coefficient de portance en fonction du rapport d'aspect pour les seuls angles d'incidence $\alpha = 10^\circ$, $\alpha = 20^\circ$, $\alpha = 30^\circ$ et $\alpha = 40^\circ$.

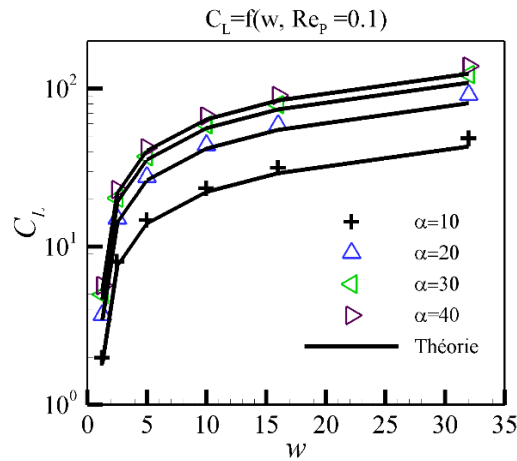


Figure 2.11 - Coefficient de portance en fonction du rapport d'aspect, à $Re_p = 0.1$, comparé aux résultats théorique (Eq : 1.20)

La figure (2.11) montre que le coefficient de portance augmente de façon monotone avec l'augmentation du rapport d'aspect. On note une nette concordance entre les profils des résultats de numériques et les résultats théoriques (Eq : 1.20).

Théoriquement, le profil du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence est intrinsèquement symétrique par rapport à l'angle $\alpha = 45^\circ$ (Eq : 1.20). La figure (2.12) présente le coefficient de portance (simulation et théorie) en fonction de l'angle d'incidence pour chaque ellipsoïde. On note bien que les résultats sont quasiment symétriques et suivent la même allure que les résultats théoriques. De la même manière que pour le coefficient de traînée, les écarts relatifs moyens est maximaux entre les résultats des simulations et les résultats théoriques sont calculés et reportés dans le tableau (2.4).

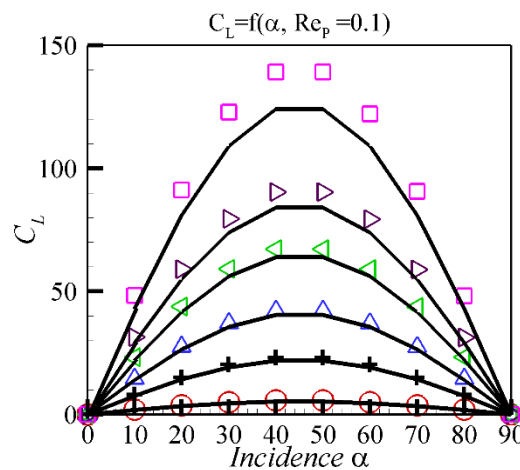


Figure 2.12 - Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence, à $Re_p = 0.1$, comparé aux résultats théoriques (Eq : 1.20). Les symboles correspondent aux rapports d'aspect, (o) : $w = 1.25$, (+) : $w = 2.5$, (Δ) : $w = 5$, (\triangleleft) : $w = 10$, (\triangleright) : $w = 16$, (Δ) et (le carré) : $w = 32$.

Le tableau (2.4) montre que les écarts relatifs sont relativement acceptables. En effet, ces écarts sont compris entre 4.20% et 12.19%. Ces écarts sont certainement dus au fait que la formulation théorique soit établie pour $Re_p \rightarrow 0$ ainsi qu'au fait que le domaine n'est pas infini.

Tableau 2.4 - Ecart relatif moyens et maximaux entre les résultats de simulations et les résultats théoriques (Eq : 1.20) du coefficient de portance.

Nombre de nœuds	$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 5$	$w = 10$	$w = 16$	$w = 32$
Ecart relatif moyen (%)	8.04	5.50	4.20	5.22	7.37	12.19
Ecart relatif maximal (%)	8.65	5.58	4.29	5.39	7.57	12.64

Les contributions des parties liées à la pression et à la viscosité sont également extraites pour le coefficient de portance pour deux angles d'incidence $\alpha = 10^\circ$ et $\alpha = 40^\circ$, et tracées en fonction du rapport d'aspect dans la figure (2.13). On peut remarquer dans un premier temps que les courbes relatives aux deux angles sont quasiment superposées et ce pour les deux parties. Ceci s'explique par le fait que les deux parties suivent la même évolution en fonction de l'angle d'incidence ($\sin(\alpha)\cos(\alpha)$) et évolue en fonction du rapport d'aspect grâce à une amplitude correspondante à chaque ellipsoïde (Eq : 1.20). Dans un second temps, on observe que la partie liée à la pression diminue en fonction du rapport d'aspect et reste dominante quel que soit le rapport d'aspect. De plus, on note la contribution négative de la partie visqueuse. Ce type de contribution est également observé par Cherukat *et al.* (1999) sur la partie visqueuse du coefficient de portance d'une sphère dans un écoulement cisailé lorsque le nombre de Reynolds particulaire dépasse l'unité. Cette même tendance est observée dans le cas d'une goutte sphérique dans un écoulement cisailé par Legendre & Magnaudet (1998).

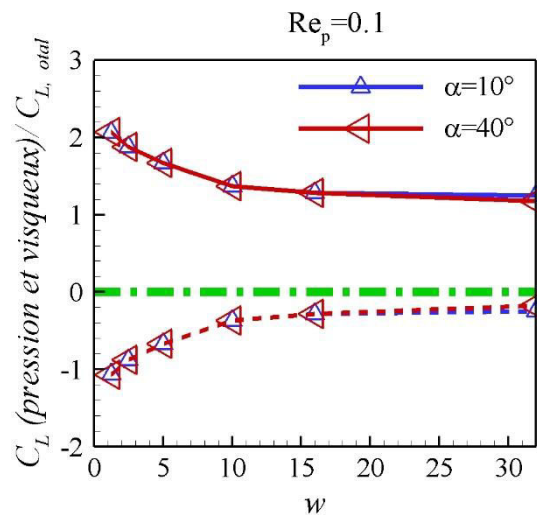


Figure 2.13 - Coefficient de portance lié à la pression (ligne continue) normalisé par le coefficient de traînée total (ligne continue) et le coefficient de portance lié à la viscosité (ligne discontinue) normalisé par le coefficient de traînée total en fonction du rapport d'aspect.

Remarque :

En raison de la non-existence d'une formulation théorique pour le coefficient du couple de tangage, la validation des résultats de simulations pour les ellipsoïdes à $Re_p = 0.1$ est basée uniquement sur la validité des deux coefficients de traînée et de portance.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre 2, nous avons présenté la configuration et les paramètres numériques de nos simulations que l'on a vérifiés numériquement par des tests indépendances à la taille du domaine et à la résolution en maillage. Grâce à ces étapes, on a procédé à la validation physique des résultats aux petits et aux grands nombres de Reynolds en s'appuyant sur les résultats théorique en régime de Stokes et aux résultats empiriques en dehors du régime de Stokes. Cette validation a été confortée par une étude des contributions de chacune des parties liées à la pression et à la viscosité. Dès lors, nous pouvons procéder à la simulation des différents cas concernés par cette étude, de les confronter aux résultats de la littérature et de rechercher des corrélations pour les coefficients de traînée, portance et couple de tangage. Toutefois, il subsiste des questions non-liées directement la présente étude, qui doivent être étudiées ultérieurement:

- la première question est relative au domaine de validité du régime de Stokes par le nombre de Reynolds particulaire. En effet, le régime de Stokes est défini uniquement par sa borne inférieure du nombre de Reynolds particulaire alors que la borne supérieure n'est pas établie pour les ellipsoïdes. De plus, le choix du diamètre pertinent associé au nombre de Reynolds particulaire n'a pas encore été établi pour définir cette borne supérieure du régime de Stokes. De fait, on peut retrouver des études qui se basent sur le diamètre nominal, le diamètre de la sphère inscrite (le petit axe de l'ellipsoïde) ou le diamètre de la sphère circonscrite (l'axe de révolution de l'ellipsoïde) ;
- la deuxième question est relative aux limitations de l'utilisation d'un maillage non-structuré. En effet, comme on l'a vu pour le cas de la sphère, le coefficient de traînée est très bien estimé par nos simulations. Toutefois, on se pose la question de savoir si cela reste toujours le cas pour les cas instationnaire et jusqu'à quel nombre de Reynolds particulaire l'utilisation de ce maillage donne des erreurs acceptables.

Chapitre 3

Application à l'écoulement autour des ellipsoïdes aux grands nombres de Reynolds (Résultats et discussions)

3.1 Résultats et discussions

Dans le chapitre 2, on a procédé au choix, à la vérification et à la validation de l'approche numérique. On peut alors entamer l'étude des forces hydrodynamiques agissant sur une particule ellipsoïdale aux grands nombres de Reynolds particulières. Des simulations d'écoulement autour de particules ellipsoïdales (voir le tableau 2.1) ont permis d'estimer les coefficients de traînée, portance et couple de tangage. Notons que la particule étant supposée fixe, seul le couple de tangage s'applique sur la particule, i.e., le couple lié à la rotation du fluide est nul. Les résultats obtenus pour chaque coefficient sont comparés aux résultats des corrélations proposées dans la littérature (Militzer *et al.* (1989), Holzer & Sommerfeld (2008), Zastawny *et al.* (2012))(voir le paragraphe 1.4).

3.1.1 Coefficient de traînée

Comme on l'a rapporté dans le chapitre 1, les corrélations spécifiques aux ellipsoïdes ne sont valides qu'à des rapports d'aspect spécifiques. Ainsi, aucune comparaison n'est faite ici par rapport à la corrélation de Richter & Nikrityuk (2013). La confrontation aux corrélations de Zastawny *et al.* (2012) ne se fera qu'aux seuls rapports d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$. De même qu'une comparaison avec la corrélation de Militzer *et al.* (1989) n'est faite qu'aux rapports d'aspect $w = 1.25$, $w = 2.5$ et $w = 5$. La corrélation de Holzer & Sommerfeld (2008) étant « universelle », tous nos résultats relatifs au coefficient de traînée y seront confrontés.

Sachant que le coefficient de traînée évolue entre deux extremums $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$, on propose, dans un premier temps, de reporter les résultats des simulations à ces deux angles (figure 3.1).

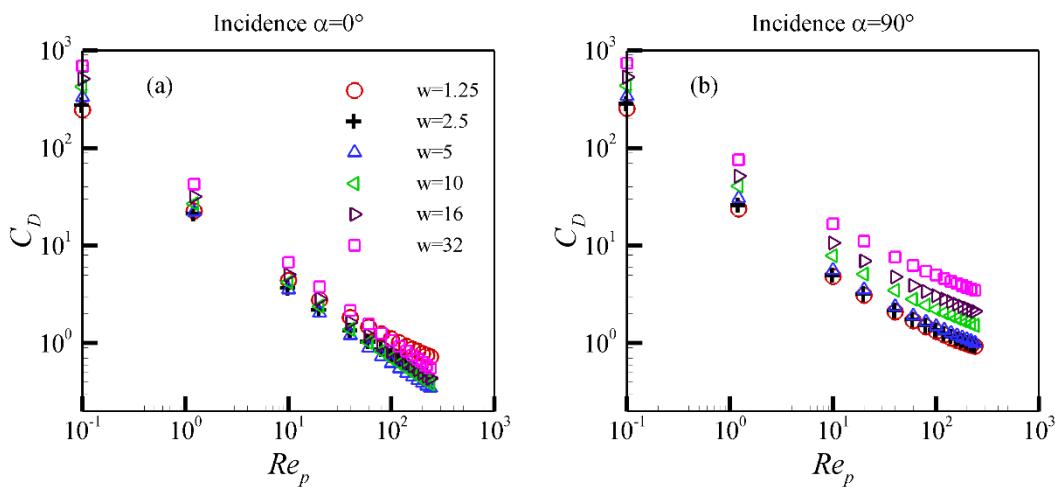


Figure 3.1 - Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire.

La figure (3.1) montre que les coefficients de traînée $C_{D,\alpha=0^\circ}$ et $C_{D,\alpha=90^\circ}$ suivent une évolution non-linéaire décroissante pour tous les rapports d'aspect. Toutefois, l'évolution en fonction du rapport

d'aspect n'est pas monotone pour les deux cas. En effet, pour l'angle d'incidence $\alpha = 90^\circ$, le coefficient de traînée augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect. Ceci n'est pas le cas pour l'angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$ pour lequel la courbe du coefficient de traînée de l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1.25$ se croise avec les courbes des autres ellipsoïdes. Il est à noter que cette évolution à $w = 1.25$ correspond à ce que l'on a observé pour les résultats théoriques à $Re_p = 0.1$. Ainsi, l'évolution qualitative du coefficient de traînée en fonction du rapport d'aspect reste quasiment la même en régime de Stokes et en dehors du régime de Stokes.

Dans le but de bien présenter la confrontation entre les résultats des simulations et les différentes corrélations, on propose de reporter ces résultats $C_{D,\alpha=0^\circ}$ et $C_{D,\alpha=90^\circ}$ séparément, pour chaque rapport d'aspect (figure 3.2 et 3.3). On observe que les résultats des simulations sont en bon accord avec les différentes corrélations d'un point de vue qualitatif, i.e., le coefficient de traînée diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulaire. Cependant, on note que l'écart entre les résultats des simulations et ces différentes corrélations n'est pas monotone. En effet, selon le rapport d'aspect, ces corrélations surestiment et/ou sous-estiment le coefficient de traînée, de même que l'on note cette évolution des écarts en fonction du nombre de Reynolds particulaire. Afin d'estimer quantitativement la différence entre les résultats des simulations et les corrélations considérées, on a calculé les écarts relatifs moyens pour chaque corrélation (voir le tableau 3.1).

Tableau 3.1 - Ecart relatif moyen entre les différentes corrélations et les résultats de simulations du coefficient de traînée, pour les différents rapports d'aspect aux deux extremums $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ pour tous les nombres de Reynolds particuliers.

		$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 5$	$w = 10$	$w = 16$	$w = 32$
Militzer <i>et al.</i> 1989	$\alpha = 0^\circ$	6.83	56.43	130.16	-	-	-
	$\alpha = 90^\circ$	39.62	60.69	95.77	-	-	-
Holzer & Sommerfeld 2008	$\alpha = 0^\circ$	21.47	36.79	36.76	23.69	13.82	12.67
	$\alpha = 90^\circ$	17.66	26.82	42.14	19.21	14.72	32.20
Zastawny <i>et al.</i> 2012	$\alpha = 0^\circ$	19.47	9.38	-	-	-	-
	$\alpha = 90^\circ$	17.30	11.14	-	-	-	-

Ce tableau (3.1) confirme l'évolution qualitative des différentes corrélations, i.e., l'écart relatif moyen varie sensiblement en fonction du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence, et ce pour chaque corrélation. La corrélation de Militzer *et al.* (1989) présente des résultats en très bon accord pour $w = 1.25$ et $\alpha = 0^\circ$ alors que la différence est importante pour le reste des rapports d'aspect. Par ailleurs, la corrélation de Zastawny *et al.* (2012) semble être en bon accord bien que l'écart relatif se situe entre 9% et 20%. De plus, les résultats de Zastawny *et al.* (2012) présentent des écarts relativement monotones avec les résultats de simulations, i.e., ils sous-estiment le coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds à l'exception du cas à $w = 2.5$ pour $\alpha = 90^\circ$. La corrélation de Holzer & Sommerfeld (2008) présente quant-à-elle des écarts relatifs moyens relativement important qui varient entre 17% et 43%. Toutefois, on peut considérer ces écarts comme raisonnables étant donné le caractère universel de la corrélation.

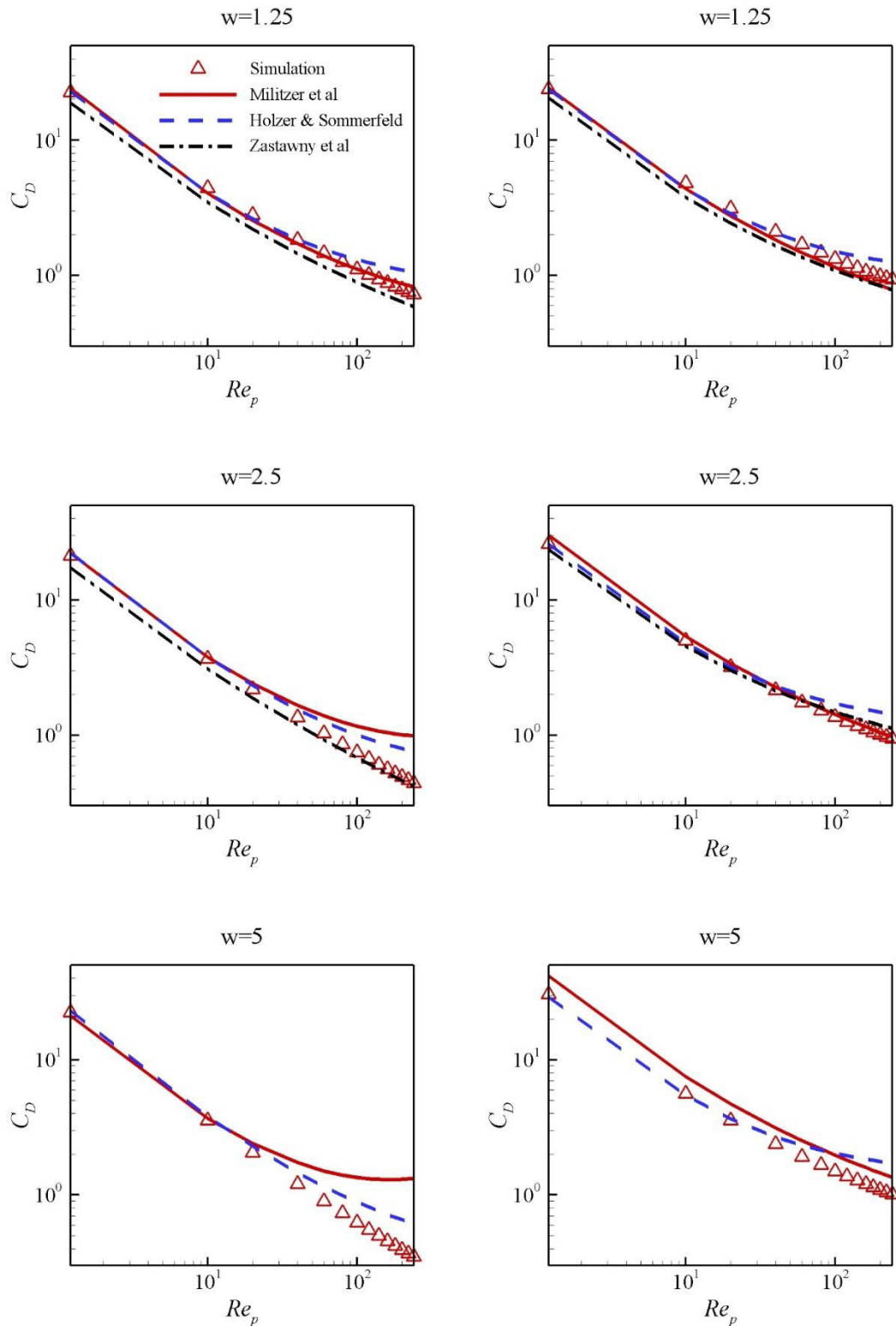


Figure 3.2 - Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire comparés aux corrélations proposées dans la littérature pour les rapports d'aspect $w = 1.25$, $w = 2.5$ et $w = 5$. A gauche les résultats pour $\alpha = 0^\circ$ et à droite les résultats pour $\alpha = 90^\circ$.

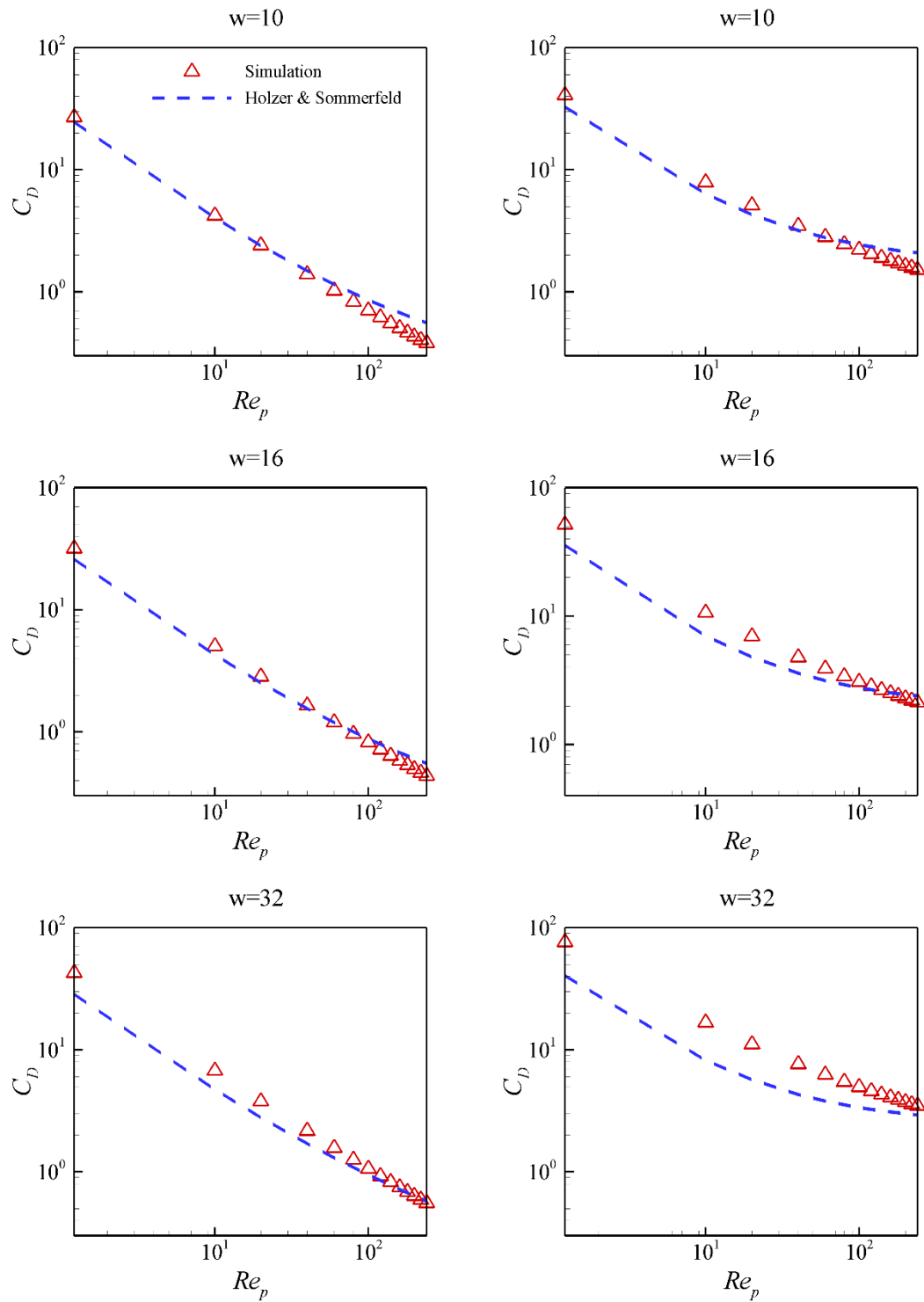


Figure 3.3 - Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire comparés aux corrélations proposées dans la littérature pour les rapports d'aspect $w = 10$, $w = 16$ et $w = 32$. A gauche les résultats pour $\alpha = 0^\circ$ et à droite les résultats pour $\alpha = 90^\circ$.

Chapitre 3 : Application à l'écoulement autour des ellipsoïdes aux grands nombres de Reynolds (Résultats et discussions)

Dans l'objectif de représenter correctement l'effet de l'orientation sur le coefficient de traînée aux grands nombres de Reynolds particuliers, on choisit de reporter le coefficient de traînée normalisé par $C_{D,\alpha=90^\circ}$ en fonction de l'angle d'incidence pour tous les rapports d'aspect et pour quatre nombres de Reynolds particuliers ($Re_p = 1.21$, $Re_p = 10$, $Re_p = 120$, $Re_p = 240$) dans la figure (3.4). Seul l'effet de l'orientation est confronté avec les résultats de la littérature, i.e., $C_{D,\alpha=0^\circ}$ et $C_{D,\alpha=90^\circ}$ correspondent aux coefficients de traînée obtenus par les simulations. Les résultats sont comparés à la formulation de Rosendahl (2000) pour tous les ellipsoïdes alors que la confrontation avec les formulations Zastawny *et al.* (2012) est effectuée pour les seuls rapports d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$. Sur la figure (3.4), on remarque, dans un d'abord que $C_D/C_{D,\alpha=90^\circ}$ évolue de manière sinusoïdale en fonction de l'angle d'incidence, ce qui correspond à ce qui a été montré dans la théorie (Eq : 1.18). Ensuite, on note que l'influence de l'orientation ($C_D/C_{D,\alpha=90^\circ}$) augmente en fonction du rapport d'aspect. Ceci traduit une différence de la surface parcourue par le fluide pour chaque nombre de Reynolds particulière. Cet effet s'accroît avec l'augmentation du rapport d'aspect qui traduit l'effet de la géométrie. La comparaison avec les résultats de la littérature montre que la formulation de Zastawny *et al.* (2012) représente mieux l'effet de l'orientation que la formulation de Rosendahl (2000). Notons que ces deux formulations de Rosendahl (2000) et de Zastawny *et al.* (2012) sont sinusoïdales dont la différence apparaît dans la puissance à laquelle est élevée la fonction sinus dans le cas de la formulation Zastawny *et al.* (2012) l'exposant est plus proche de la théorie (voir le tableau 1.6).

En s'appuyant sur les écarts relatifs moyens entre les différentes corrélations et les résultats de simulations vérifiés numériquement et validés physiquement, on est amené à chercher une nouvelle forme fonctionnelle de la corrélation pour le coefficient de traînée. Avant de procéder à la recherche de cette forme fonctionnelle de corrélation pour le coefficient de traînée, on analyse les différentes contributions induisant cette évolution du coefficient de traînée. Pour ce faire, on a décomposé le coefficient en deux parties liées respectivement à la pression et à la viscosité (friction). Afin de synthétiser les résultats, seuls quatre rapports d'aspect seront décrits dans la figure (3.5).

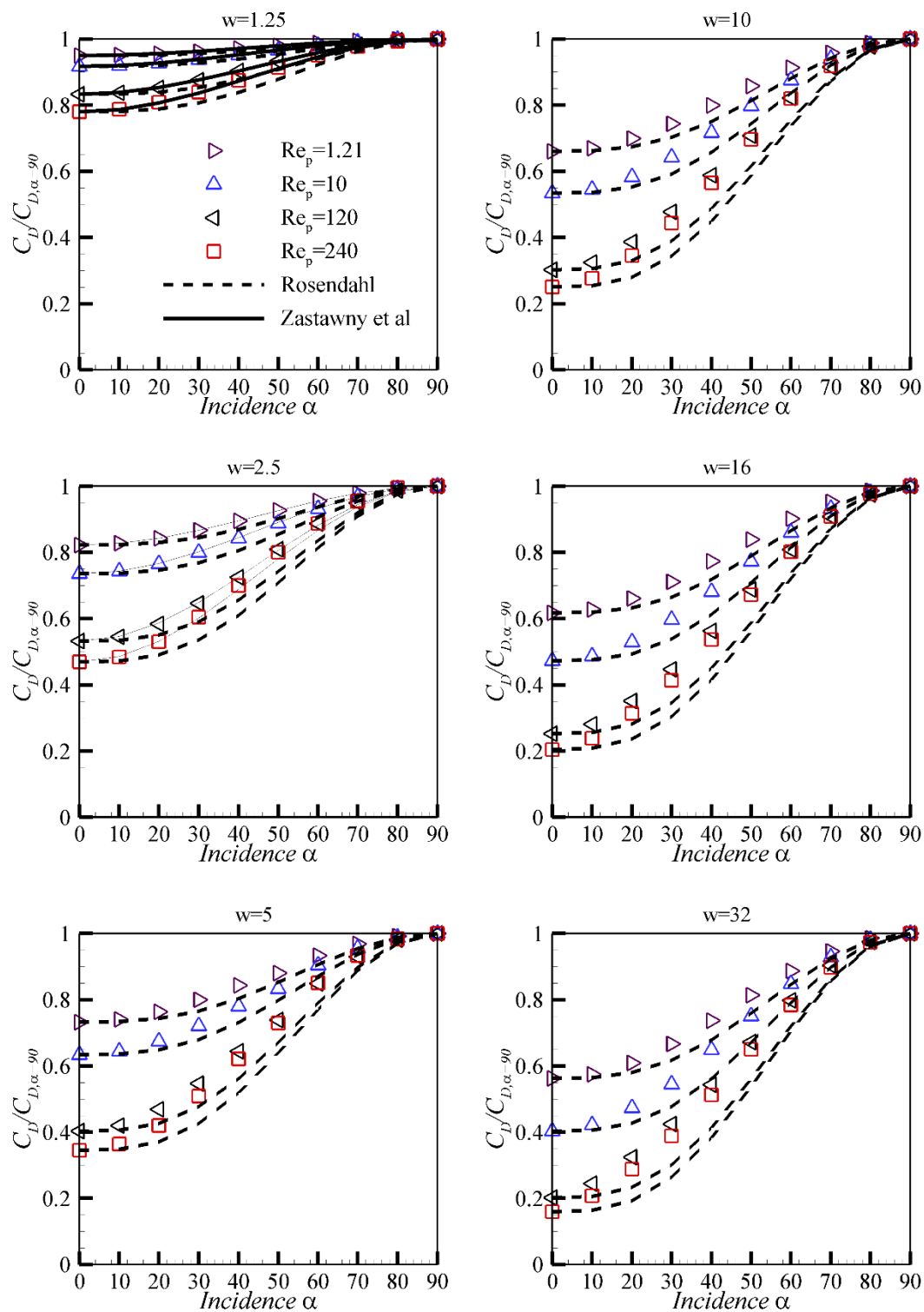


Figure 3.4 - Coefficient de traînée normalisé $C_D/C_{D,\alpha=90^\circ}$ en fonction de l'angle d'incidence comparé aux formulations normalisées de Rosendahl (2000) et Zastawny *et al.* (2012).

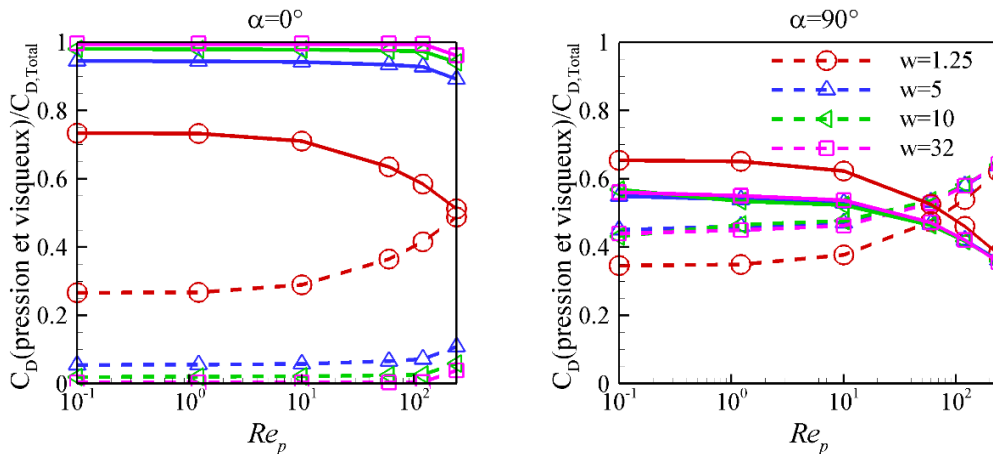


Figure 3.5 - Coefficient de traînée liée à la pression normalisé par le coefficient de traînée total (ligne continue) et coefficient de traînée liée à la viscosité normalisé par le coefficient de traînée total (ligne discontinue) en fonction du nombre de Reynolds particulaire.

On peut constater, dans la figure (3.5), que l'apport des deux parties évolue en fonction du nombre de Reynolds particulaire. De plus, on observe qu'à l'angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$, l'apport de la partie visqueuse est dominant par rapport à la partie liée à la pression. Cependant, pour $w = 1.25$, cette domination reste vraie jusqu'à $Re_p \leq 200$ alors que la contribution des deux parties tend à devenir équivalente au-delà $Re_p = 200$. Pour l'angle d'incidence $\alpha = 90^\circ$, l'évolution de la contribution de ces deux parties reste quasiment la même pour $w = 1.25$. Pour le reste des rapports d'aspect, la partie liée à la pression ne domine plus le coefficient de traînée pour $\alpha = 90^\circ$ et la contribution des deux parties tend même à s'inverser à $Re_p \geq 200$. Cette évolution $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ pour les différents rapports d'aspect s'explique par la dépendance à la surface mouillée (surface parcourue par le fluide) et au décollement qui se produit à différentes distances selon le nombre de Reynolds particulaire ainsi que pour chaque rapport d'aspect. Le cas $w = 1.25$ est un cas particulier proche de la sphère d'où cette évolution des contributions de pression et de viscosité dans la fourchette $[1/3 - 2/3]$. Le reste des ellipsoïdes est bien caractérisé par la non-sphéricité ce qui explique cette différence significative de l'apport des deux parties (pression et visqueuse) avec l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1.25$. Ceci est nettement plus visible dans la figure (3.6) qui reporte ces deux parties (pression et visqueuse) normalisé par le coefficient de traînée $C_{D,\alpha=90^\circ}$. En effet, on voit que la partie relative à la pression reste dominante pour tous les angles d'incidence à $Re_p \leq 10$ alors que les apports des deux parties sont complètement inversés pour $Re_p \geq 120$ à partir de différents angles situés dans l'intervalle $\alpha \in [40^\circ - 60^\circ]$, selon le rapport d'aspect. Le cas $Re_p \leq 1.21$ conserve sa spécificité et l'inversion des deux contributions apparaît à des angles d'incidences inférieurs moins élevés en comparaison avec le reste des rapports d'aspect. Cependant, on observe que la partie liée à la pression évolue de la même manière que le coefficient de traînée total en fonction de l'angle d'incidence, i.e., il augmente significativement lorsque l'angle d'incidence augmente avec l'allure d'une fonction sinus, alors que la partie visqueuse est moins sensible à la variation de l'angle d'incidence. Ceci traduit l'apport du maître couple qui est le paramètre de forme variable pour l'apport de la partie liée à la pression. En revanche, la surface totale parcourue par le fluide est le paramètre de forme associé à la partie visqueuse. Elle reste quasiment invariable pour chaque rapport d'aspect et pour tous les angles d'incidence.

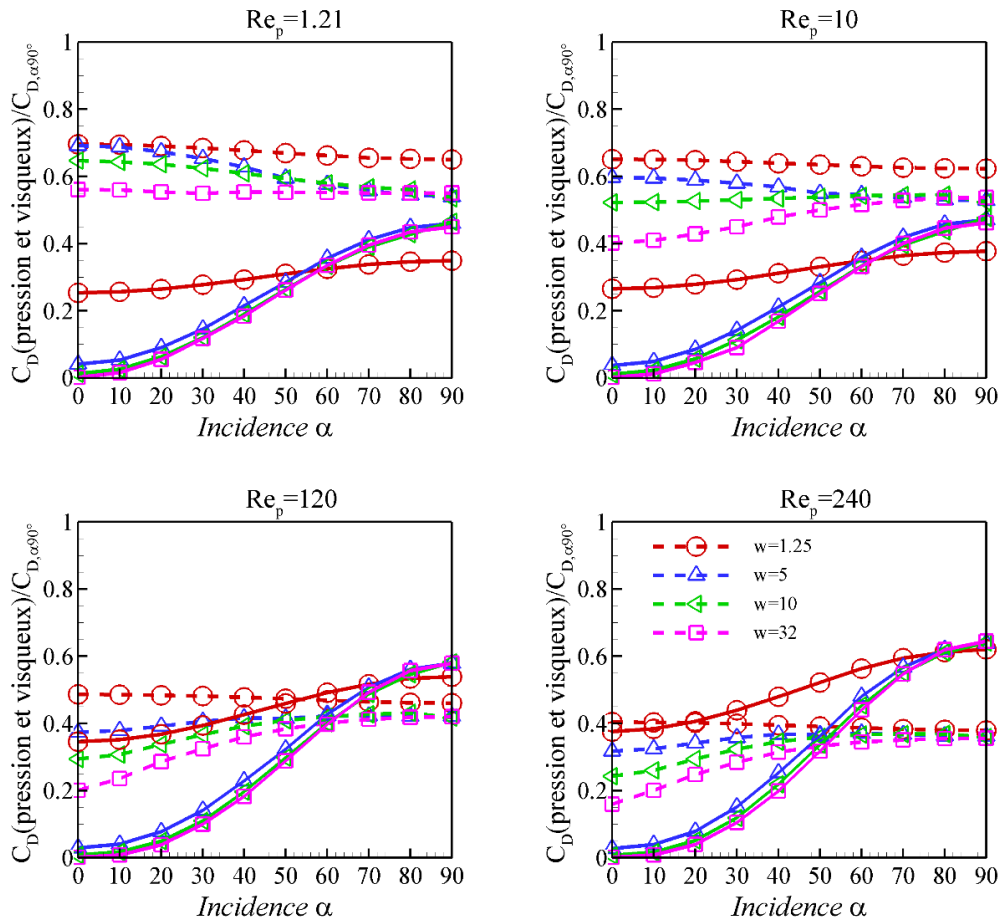


Figure 3.6 - Coefficient de traînée liée à la pression normalisé par le coefficient de traînée total (ligne continue) et coefficient de traînée liée à la viscosité normalisé par le coefficient de traînée total (ligne discontinue) en fonction de l'angle d'incidence.

Remarque :

Des études plus poussées sur le décollement de l'écoulement autour des ellipsoïdes peuvent être menées en associant la contribution des deux parties (pression et visqueuse). Cependant, cela ne constitue pas l'objet de la présente étude.

3.1.2 Coefficient de portance

En s'appuyant sur l'analyse bibliographique (paragraphe 1.4), les seules corrélations auxquelles on peut comparer nos résultats sont établies pour des rapports d'aspect spécifiques. Ainsi, on ne fera pas de comparaison avec la corrélation de Richter & Nikrityuk (2013) établie pour le rapport d'aspect $w = 2$ qui n'est pas concerné par les présentes simulations. Comme pour le coefficient de traînée, la comparaison avec les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) ne concernera que les deux rapports d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$.

Contrairement au coefficient de traînée, le maximum du coefficient de portance ne se situe pas toujours, au même angle d'incidence quand $Re_p > 1$. De ce fait, la présentation des résultats ne se fait pas de la même manière que le coefficient de traînée. On choisit de reporter le coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence pour tous les rapports d'aspect $w \in [1.25 - 32]$ pour cinq nombres de Reynolds particuliers ($Re_p = 1.21, Re_p = 10, Re_p = 60, Re_p = 120, Re_p = 240$) dans la figure (3.7). Celle-ci montre que le coefficient de portance diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulière alors qu'il augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect et ce pour

Chapitre 3 : Application à l'écoulement autour des ellipsoïdes aux grands nombres de Reynolds (Résultats et discussions)

tous les angles d'incidence différents de $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$. Cependant, on remarque que la variation du coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds particulière est moins significative dès lors que $Re_p \geq 60$ et ce quels que soient le rapport d'aspect et l'angle d'incidence. Par ailleurs, on observe que le profil du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence devient non symétrique par rapport à $\alpha = 45^\circ$. De ce fait, le coefficient de portance maximal ne se situe plus au même angle d'incidence contrairement au régime de Stokes pour lequel le maximum est situé à $\alpha = 45^\circ$. En outre, on remarque que le coefficient de portance à $\alpha = 90^\circ$ pour l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1.25$ proche du cas de la sphère devient non-nul pour $Re_p = 240$, malgré la symétrie de la géométrie. Ceci concorde avec l'observation faite par Johnson & Patel (1999) pour une sphère à $Re_p = 250$ où l'écoulement devient fortement asymétrique induisant une force de portance. Pour le reste des ellipsoïdes, le coefficient de portance reste nul à $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ ce qui traduit une symétrie et/ou une faible dysmétrie de l'écoulement. Ceci a été également observé par Holzer & Sommefeld (2009) pour un ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1.5$ et Richter & Nikrityuk (2012) pour un ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 2$. Notons, par ailleurs, que Richter & Nikrityuk (2012) ont montré que la dysmétrie du sillage apparaît pour des nombres de Reynolds particuliers plus élevés pour $\alpha = 0^\circ$ que pour $\alpha = 90^\circ$.

Par soucis de clarté, pour la comparaison des résultats des simulations avec la corrélation de Zastawny *et al.* (2012), on reporte les résultats uniquement pour trois nombres de Reynolds particuliers ($Re_p = 1.21$, $Re_p = 10$, $Re_p = 240$) et pour deux rapports d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$. Comme on peut le voir sur la figure (3.7), les résultats de simulations sont en bon accord qualitatif avec les corrélations de Zastawny *et al.* (2012). Toutefois, un écart significatif peut être observé pour tous les angles d'incidence, plus nettement, aux angles d'incidence $\alpha = 40^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$. Cet écart est quantifié *via* le calcul de l'écart relatif moyen entre les résultats de simulations et les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) pour tous les angles d'incidence et pour cinq nombres de Reynolds particuliers (voir le tableau 3.2). Le tableau (3.2) montre que l'écart relatif moyen est moins élevé aux petits nombres de Reynolds particuliers alors qu'il est beaucoup plus élevé aux grands nombres de Reynolds particuliers. Cependant, ces écarts relatifs moyens sont moins prononcés pour $w = 2.5$. Ceci concorde avec le cas de validation de Zastawny *et al.* (2012) dont les résultats du coefficient de portance sont les plus en accord avec la théorie pour ce rapport d'aspect $w = 2.5$.

Tableau 3.2 - Ecart relatif moyen entre les résultats de simulations et les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) du coefficient de portance, pour différents nombres de Reynolds particuliers et pour deux rapport d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$.

	$Re_p = 1.21$	$Re_p = 10$	$Re_p = 60$	$Re_p = 120$	$Re_p = 240$
$w = 1.25$	10.63	19.94	28.40	18.29	41.11
$w = 2.5$	13.87	8.70	22.06	24.27	24.20

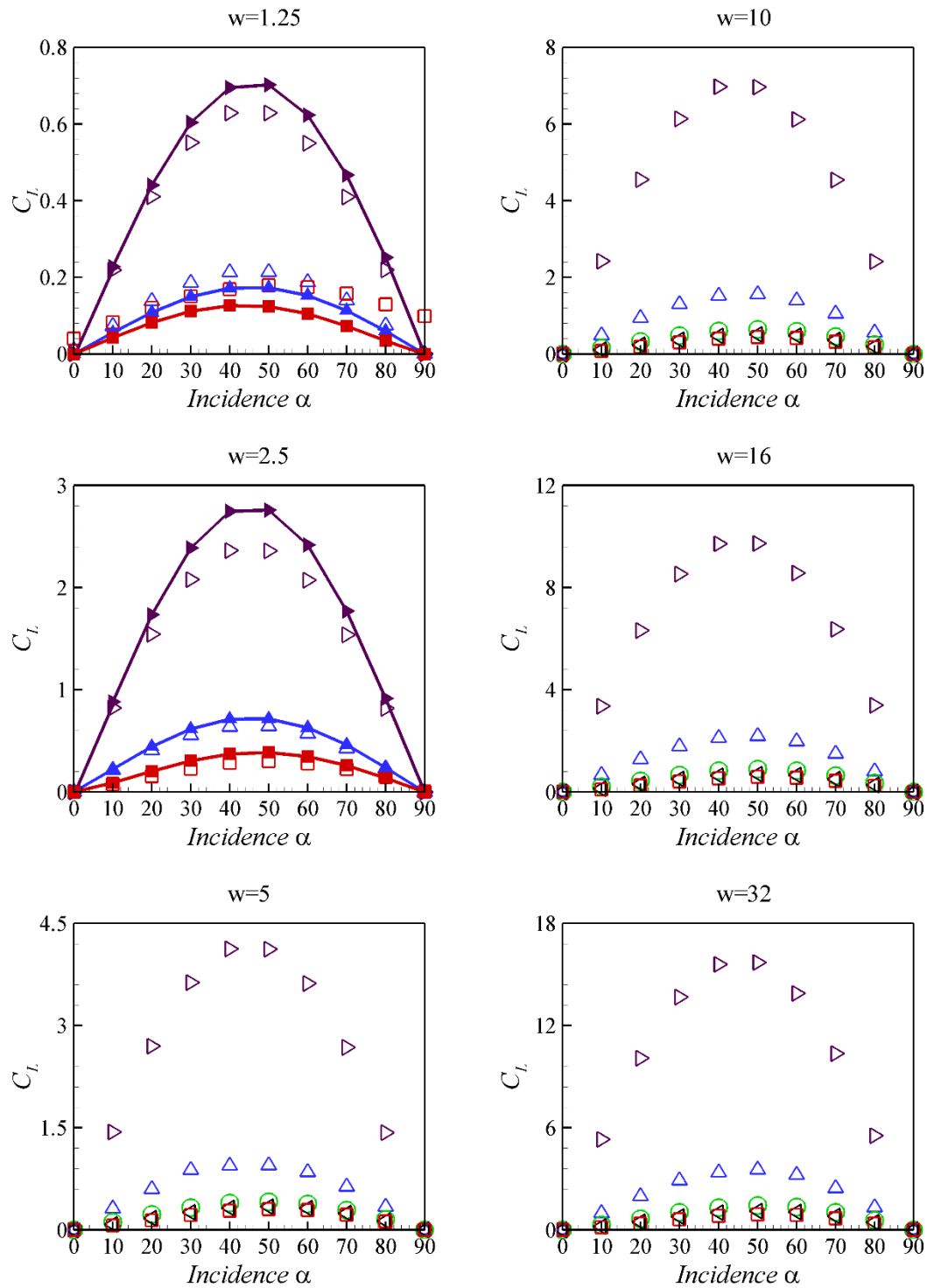


Figure 3.7 - Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence. Comparaison avec les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) (ligne continue avec des symboles pleins). Les symboles vides correspondent aux résultats de simulations. (\blacktriangleright) : $Re_p = 1.21$, (\blacktriangle) : $Re_p = 10$, (\bullet) : $Re_p = 60$, (\blacktriangleleft) : $Re_p = 120$ et (le carré) : $Re_p = 240$.

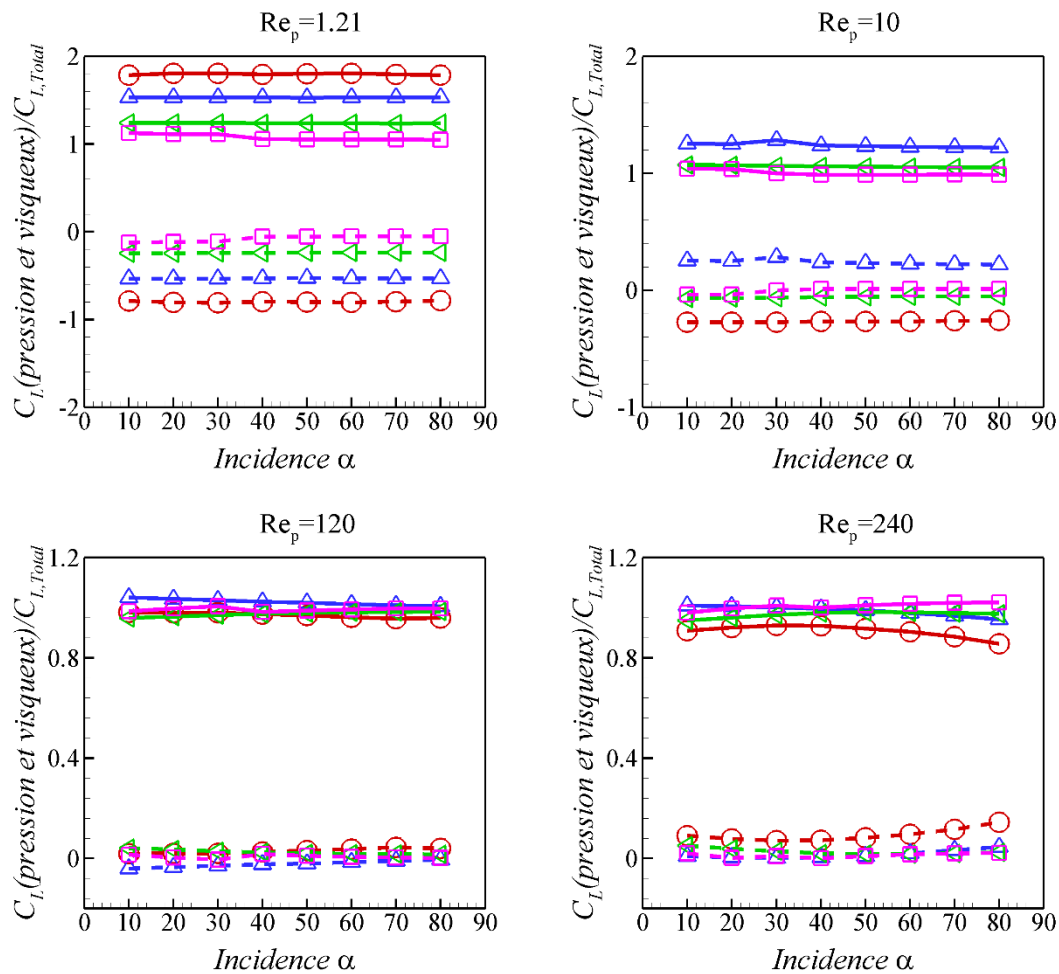


Figure 3.8 - Coefficient de portance lié à la pression normalisé par le coefficient de portance total (ligne continue) et le coefficient de portance lié à la viscosité normalisé par le coefficient de portance total (ligne discontinue) en fonction de l'angle d'incidence. Les symboles correspondent aux rapports d'aspect, (o) : $w = 1.25$, (Δ) : $w = 5$, (∇) : $w = 10$, et (le carré) : $w = 32$.

De la même manière que pour le coefficient de traînée, on analyse les contributions de chacune des parties liées à la pression et à la viscosité. La figure (3.8) présente ces deux contributions en fonction de l'angle d'incidence pour quatre nombres de Reynolds particuliers. On observe dans un premier temps, que l'angle d'incidence n'a pas d'effet significatif sur les deux contributions (pression et visqueuse) contrairement au coefficient de traînée. Ceci s'explique par le fait que les deux parties (pression et visqueuse) suivent quasiment la même allure que le coefficient de portance total. Dans un second temps on remarque pour tous les nombres de Reynolds particuliers, que la partie liée à la pression est nettement dominante par rapport à la partie visqueuse et ce, quels que soient le rapport d'aspect et l'angle d'incidence. A $Re_p = 1.21$ et à $Re_p = 10$, on note que la contribution visqueuse du coefficient de portance apporte une contribution négative alors qu'à $Re_p = 120$ et à $Re_p = 240$, la contribution de cette partie est positive et tend vers zéro. Dans le cas présent, la contribution négative de la partie visqueuse du coefficient de portance est induite par la géométrie de la particule contrairement au cas de la sphère.

Dans le but d'illustrer l'importance de chacune des forces (traînée et portance), on calcule le rapport C_L/C_D en fonction du rapport d'aspect pour quatre nombres de Reynolds particuliers ($Re_p = 1.21$, $Re_p = 10$, $Re_p = 60$, $Re_p = 120$, $Re_p = 240$) et pour quatre angles d'incidence. Les résultats obtenus pour ce rapport sont reportés sur la figure (3.9). On peut observer dans un premier temps que de la

force de traînée est nettement dominante pour l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w=1.25$ alors que l'importance de la force de portance augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect quel que soit le nombre de Reynolds particulaire et l'angle d'incidence.

Toutefois, on note que cette importance atteint un palier où son augmentation n'est plus significative pour les nombres de Reynolds particuliers $Re_p \geq 120$. Dans un second temps, on peut remarquer que le rapport C_L/C_D augmente avec l'augmentation de l'angle d'incidence dans l'intervalle $\alpha \in [10-40]$, ce qui traduit une augmentation plus importante de la force de portance par rapport à la force de traînée. Ceci est également le cas à bas nombre de Reynolds où la force de portance évolue proportionnellement en fonction $(\cos(\alpha)\sin(\alpha))$, alors que la force de traînée évolue en $\sin^2(\alpha)$. De ce fait, les évolutions des profils de la force de traînée et de la force de portance ne sont pas très distordues aux nombres de Reynolds particuliers supérieurs à l'unité.

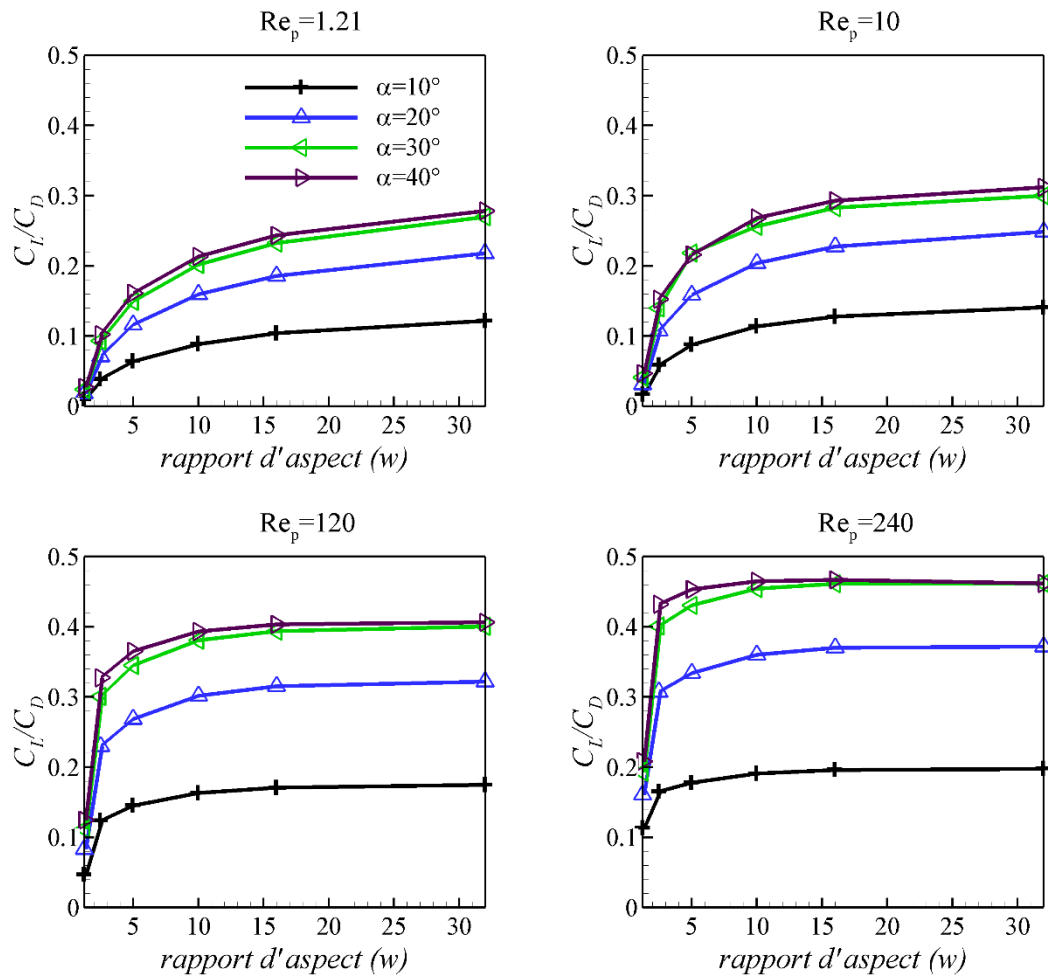


Figure 3.9 - Rapport du coefficient de portance sur le coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence.

3.1.3 Coefficient du couple de tangage

Les résultats des simulations relatifs au coefficient du couple de tangage, en fonction de l'angle d'incidence pour différents nombres de Reynolds particuliers et pour tous les rapports d'aspect sont reportés dans la figure (3.10).

Le peu de corrélations proposées dans la littérature pour le coefficient du couple de tangage (Zastawny *et al.*, 2012, Richter & Nikrityuk, 2013) nous impose de confronter nos résultats de simulations aux seuls corrélations de Zastawny *et al.* (2012). De manière similaire au coefficient de portance, on ne dispose pas d'une connaissance précise de l'angle d'incidence où se situe le maximum du coefficient du couple de tangage. C'est la raison pour laquelle, on est amené à présenter directement le coefficient du couple de tangage en fonction de l'angle d'incidence pour différents nombres de Reynolds particuliers. On observe sur la figure (3.10) que le coefficient du couple de tangage suit les mêmes tendances que celles du coefficient de portance. En effet, le coefficient du couple de tangage diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulière alors qu'il augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect. La variation de ce coefficient n'est pas très significative aux grands nombres de Reynolds particulière et ce, pour tous les rapports d'aspect et quel que soit l'angle d'incidence.

De la même manière que pour le coefficient de portance et dans un souci de clarté, on choisit de confronter les résultats de ce coefficient avec les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) pour trois nombres de Reynolds particuliers ($Re_p = 1.21$, $Re_p = 10$, $Re_p = 240$). On observe une différence significative entre les résultats de simulations et les corrélations Zastawny *et al.* (2012) pour $w = 1.25$ alors que pour $w = 2.5$ et pour $Re_p = 1.21$ et $Re_p = 10$, un très bon accord est noté. Ces différences et accords sont quantifiés à travers le calcul des écarts relatifs moyens reportés dans tableau (3.3). Le tableau (3.3) confirme les tendances qualitatives et quantitatives des courbes, i.e., les écarts relatifs moyens varient entre 9% et 41% pour l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 1.25$ et entre 2% et 35% pour l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 2.5$.

Tableau 3.3 - Écarts relatifs moyens entre les résultats des simulations et les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) du coefficient du couple de tangage, pour différents nombres de Reynolds particuliers et pour deux rapport d'aspect $w = 1.25$ et $w = 2.5$.

	$Re_p = 1.21$	$Re_p = 10$	$Re_p = 60$	$Re_p = 120$	$Re_p = 240$
$w = 1.25$	9.96	24.75	30.48	33.10	40.25
$w = 2.5$	20.16	2.24	15.78	10.65	34.47

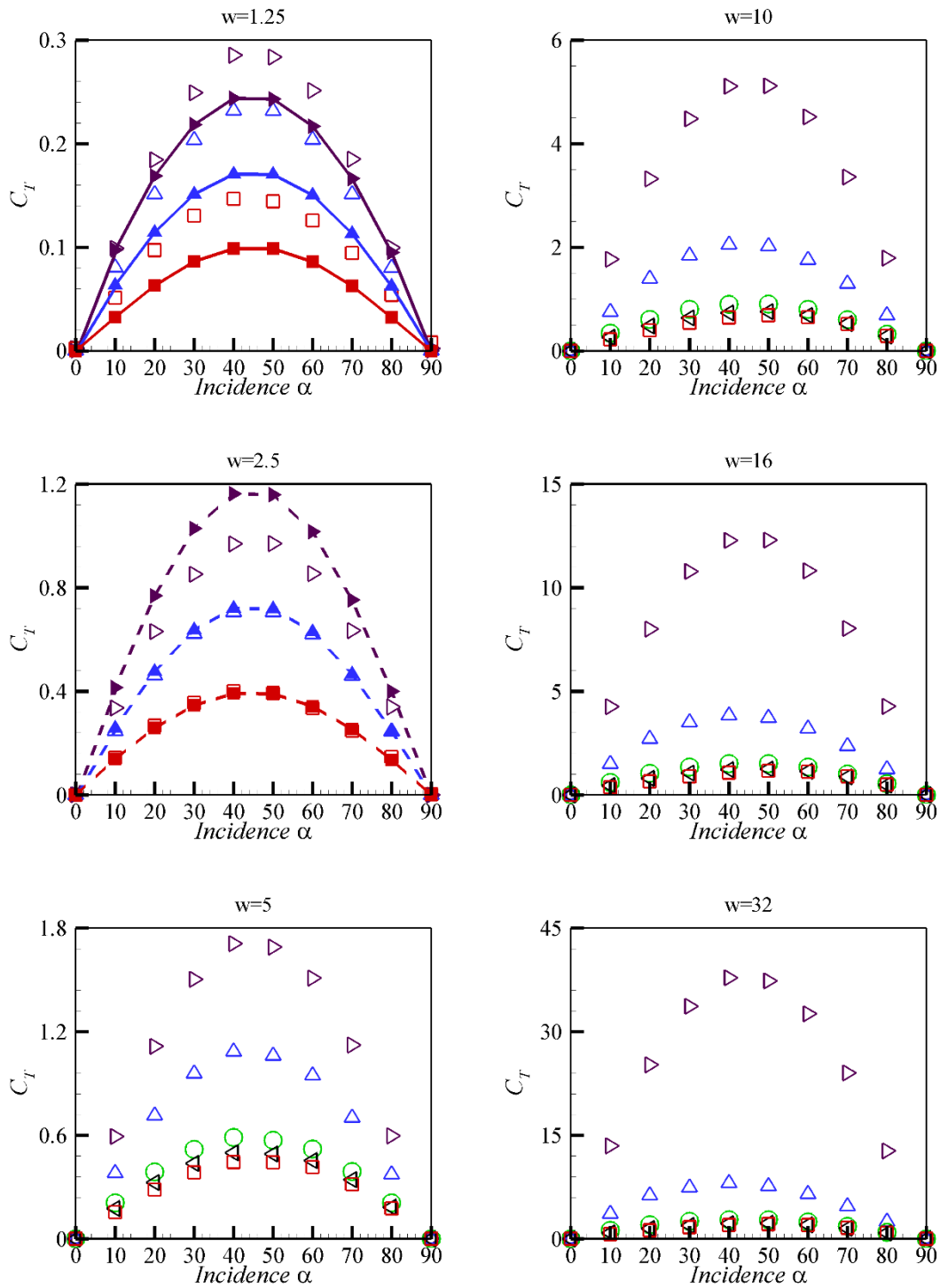


Figure 3.10 - Coefficient du couple de tangage en fonction de l'angle d'incidence. Comparaison avec les corrélations de Zastawny *et al.* (2012) (ligne continue avec des symboles pleins). Les symboles vides correspondent aux résultats de simulations. (\triangleright) : $Re_p = 1.21$, (Δ) : $Re_p = 10$, (\circ) : $Re_p = 60$, (\triangleleft) : $Re_p = 120$ et (le carré) : $Re_p = 240$.

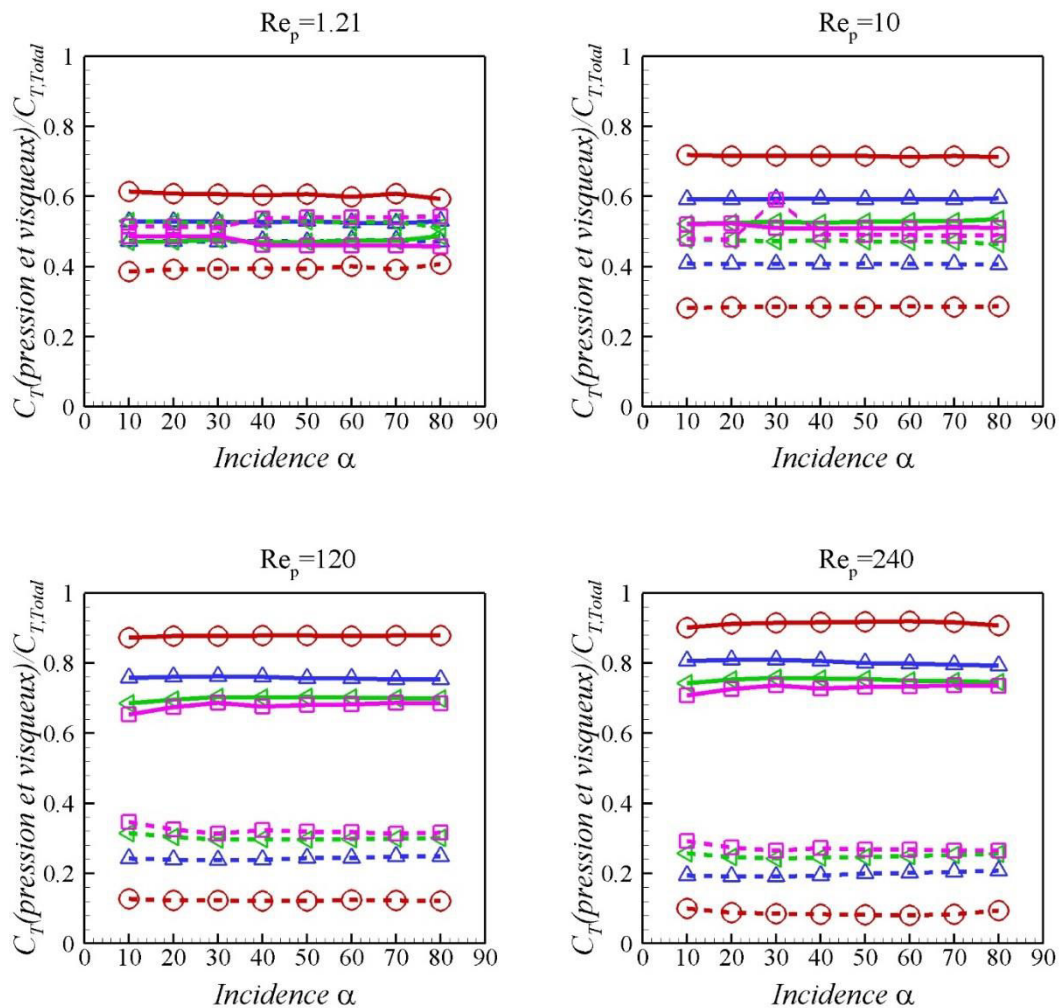


Figure 3.11 - Coefficient de portance lié à la pression normalisé par le coefficient de portance total (ligne continue) et le coefficient de portance lié à la viscosité normalisé par le coefficient de portance total (ligne discontinue) en fonction de l'angle d'incidence. Les symboles correspondent aux rapports d'aspect, (o) : $w = 1.25$, (\triangleright) : $w = 2.5$, (Δ) : $w = 5$, (\triangleleft) : $w = 10$, et (le carré) : $Re_p = 240$.

Les contributions des parties liées à la pression et à la viscosité du coefficient du couple de tangage sont reportées en fonction de l'angle d'incidence dans la figure (3.11). Contrairement au coefficient de portance, la contribution chacune des deux parties est positive et ce quel que soit le nombre de Reynolds particulière. Cependant, on observe que la partie liée à la pression devient de plus en plus dominante avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulière. L'évolution des deux parties en fonction de l'angle d'incidence n'est pas significative aux $Re_p = 1.21$ et $Re_p = 10$ alors qu'aux $Re_p = 120$ et $Re_p = 240$ les contributions de ces deux parties commencent à avoir une variation significative. Notons que cette évolution est similaire au coefficient du couple de tangage total, ce qui explique la distorsion du profil du couple de tangage qui n'est plus symétrique par rapport à $\alpha = 45^\circ$ aux grands nombres de Reynolds particulières.

Synthèse

Dans cette section on a présenté les résultats de simulations pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, de portance et du couple de tangage). On les a confrontés à différentes corrélations et on a analysé les différentes contributions liées à la pression et à la viscosité. Ce qu'il faut retenir de cette section pour aborder la section qui va suivre est :

- les comparaisons entre les résultats de simulations et les différentes corrélations proposées dans la littérature pour les coefficients de traînée, de portance et du couple de tangage montrent des différences significatives en plus de la disparité de ces corrélations montrées dans le chapitre 1, d'où la nécessité de la recherche d'une forme fonctionnelle de corrélation pour ces coefficients hydrodynamiques ;
- les coefficients hydrodynamiques (traînée, de portance et du couple de tangage) évoluent de façon non-linéaire en fonction du nombre de Reynolds particulaire, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence d'où la nécessité d'inclure ces trois paramètres dans la recherche des coefficients hydrodynamiques ;
- l'importance de la force de portance devient significative avec l'augmentation du rapport d'aspect d'où la nécessité de l'estimer ;
- la contribution liée à la pression est la contribution majeure pour ces actions hydrodynamiques pour ce type de particules. Toutefois, la contribution liée à la viscosité n'est pas toujours négligeable.

A partir des différentes observations et analyses effectuées dans cette section, on peut désormais procéder à la recherche de corrélations pour les coefficients de traînée, portance et couple de tangage.

3.2 Proposition de nouvelles corrélations

La base de données constituée à partir de ces simulations nous permet, à présent, de rechercher des formulations pouvant décrire au mieux l'évolution de chacun de ces coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couple de tangage). Dans ce qui suit, on présentera pour chacun de ces coefficients l'approche qui a permis d'aboutir à ces corrélations.

3.2.1 Coefficient de traînée

Afin de décrire au mieux l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire, du rapport d'aspect ainsi que de l'angle d'incidence, on propose, de manière similaire à la théorie, de rechercher des formulations aux extremums puis de les raccorder par une fonction traduisant l'évolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence. Pour aboutir à ces corrélations, on se base sur les points suivants :

- tel que l'a montré Loth (2008), on considère le rapport d'aspect comme le paramètre de forme pertinent pour la description de la forme des ellipsoïdes ;
- l'évolution en fonction du nombre de Reynolds particulaire doit tendre vers celle de la corrélation de Schiller et Naumann (1935) pour le cas de la sphère ;
- la corrélation proposée doit tendre vers la formulation théorique (Eq : 1.18) en régime de Stokes.

En se basant sur ces considérations, les corrélations proposées pour les coefficients de traînée ($C_{D,\alpha=0^\circ}(w, Re_p)$ et $C_{D,\alpha=90^\circ}(w, Re_p)$) en fonction du nombre de Reynolds et du rapport d'aspect prennent la forme suivante :

$$\begin{cases} C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{24}{Re_p} [K_{\alpha=0^\circ}(w) + 0.15F_{\alpha=0^\circ}(w)Re_p^{0.687} + G_{\alpha=0^\circ}(w)Re_p^{0.41}] \\ C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{24}{Re_p} [K_{\alpha=90^\circ}(w) + 0.15F_{\alpha=90^\circ}(w)Re_p^{0.687} + G_{\alpha=90^\circ}(w)Re_p^{0.65}] \end{cases} \quad (3.1)$$

Où $F_{\alpha=0^\circ}(w)$, $G_{\alpha=0^\circ}(w)$, $F_{\alpha=90^\circ}(w)$, $G_{\alpha=90^\circ}(w)$ sont des fonctions de correction. Dans le cas d'une particule sphérique, il n'existe pas de dépendance à l'orientation, i.e., $E = F = 1$ et $G = 0$. Ceci permet de retrouver la corrélation Schiller & Naumann. Pour les ellipsoïdes allongés, on impose $E_{\alpha=0^\circ}(w) = K_{\alpha=0^\circ}(w)$ and $E_{\alpha=90^\circ}(w) = K_{\alpha=90^\circ}(w)$ pour tendre à la formulation théorique aux petits nombres de Reynolds particulières. Les fonctions $F_{\alpha=0^\circ}(w)$, $G_{\alpha=0^\circ}(w)$, $F_{\alpha=90^\circ}(w)$, $G_{\alpha=90^\circ}(w)$ sont obtenues par le raccordement des résultats de simulations :

$$\begin{cases} F_{\alpha=0^\circ}(w) = w^{-0.80} \\ F_{\alpha=90^\circ}(w) = (w-1)^{-0.54} \\ G_{\alpha=0^\circ}(w) = w^{0.63} \\ G_{\alpha=90^\circ}(w) = w^{1.043}(w-1)^{-0.17} \end{cases} \quad (3.2)$$

Ainsi, on aboutit à une proposition finale de corrélations aux angles d'incidence $\alpha = 0^\circ$ and $\alpha = 90^\circ$ qui prennent la forme:

$$\begin{cases} C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{24}{Re_p} [K_{\alpha=0^\circ}(w) + 0.15w^{-0.80}(w)Re_p^{0.687} + (w-1)^{0.63} Re_p^{0.41}] \\ C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{24}{Re_p} [K_{\alpha=90^\circ}(w) + 0.15w^{-0.54}(w)Re_p^{0.687} + w^{1.043}(w-1)^{-0.17} Re_p^{0.65}] \end{cases} \quad (3.3)$$

Pour vérifier la qualité du raccordement, on a confronté les résultats des simulations avec les corrélations. Dans un souci de clarté de la présentation de cette confrontation, on choisit de reporter les résultats pour trois rapports d'aspect ($w = 1.25$, $w = 10$ et $w = 32$) dans la figure (3.12). On peut voir que les corrélations traduisent bien l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulière et ce, quel que soit le rapport d'aspect. Les écarts relatifs moyens et maximaux ($Ecart = |C_{D,simulation} - C_{D,corrélation}| 100 / C_{D,simulation}$) sont calculés pour tous les nombres de Reynolds particulières et pour chaque rapport d'aspect (voir tableau 3.4). Le tableau (3.4) montre que les corrélations proposées sont en très bon accord avec les résultats de simulations. En effet, l'écart maximal évolue entre 2% et 16%, ce qui est très acceptable du point de vue des intervalles du nombre de Reynolds particulière et du rapport d'aspect étudiés.

Tableau 3.4 - Écarts entre les différentes corrélations et les présentes simulations pour les différents rapports d'aspect.

	$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 5$	$w = 10$	$w = 16$	$w = 32$	
$\alpha = 0^\circ$	Ecart relatif moyen (%)	10.00	3.39	5.96	1.25	1.71	1.54
	Ecart relatif maximal (%)	13.54	6.53	11.13	5.46	5.03	4.04
$\alpha = 90^\circ$	Ecart relatif moyen (%)	2.47	5.95	4.72	1.33	2.59	0.83
	Ecart relatif maximal (%)	16.03	9.35	13.15	5.54	4.25	1.88

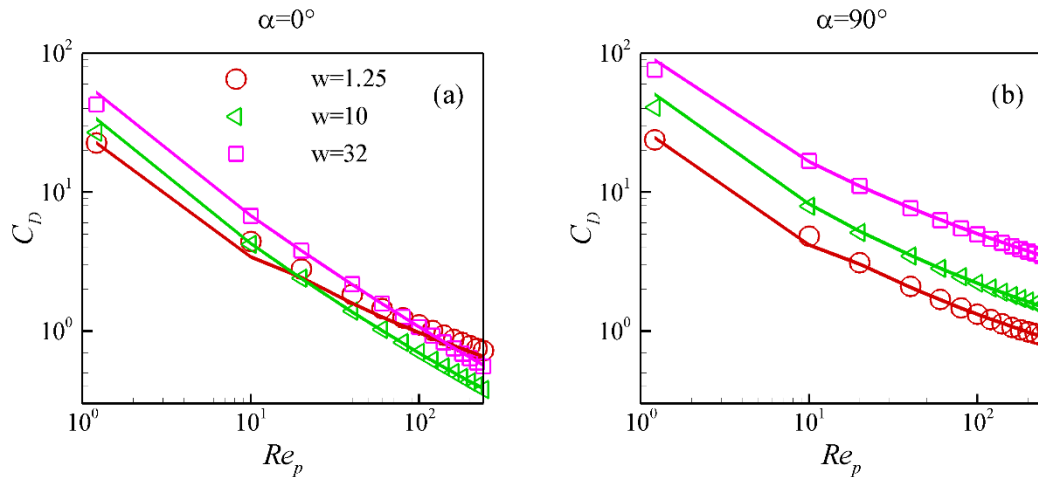


Figure 3.12 - Comparaison entre les résultats de simulations (symboles) et la corrélation proposée (Eq : 3.3) (Ligne continue).

Dès lors que l'on a établi ces corrélations du coefficient de traînée aux extremums ($C_{D,\alpha=0^\circ}$ et $C_{D,\alpha=90^\circ}$), on passe à la recherche de la formulation qui les raccorde pour traduire l'effet de l'orientation. Pour ce faire, on propose de tester la formulation théorique (Eq : 1.18) aux résultats obtenus pour les grands nombres de Reynolds particulières. Cependant, pour une meilleure présentation de cette confrontation des résultats de simulations avec la formulation théorique, on choisit de normaliser les résultats ($C_D/C_{D,\alpha=90^\circ}$). La figure (3.13) reporte l'évolution du coefficient de traînée normalisé, confronté à la formulation théorique normalisé, en fonction de l'angle d'incidence. La figure (3.13) montre que la formulation théorique reste valide aux grands nombres de Reynolds particulières. En effet, d'un point de vue qualitatif, l'effet de l'orientation augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds particulière et s'accroît avec l'augmentation du rapport d'aspect. D'un point de vue quantitatif, l'écart relatif moyen entre les résultats de simulations et la formulation théorique sont estimés pour chaque ellipsoïde à 1%.

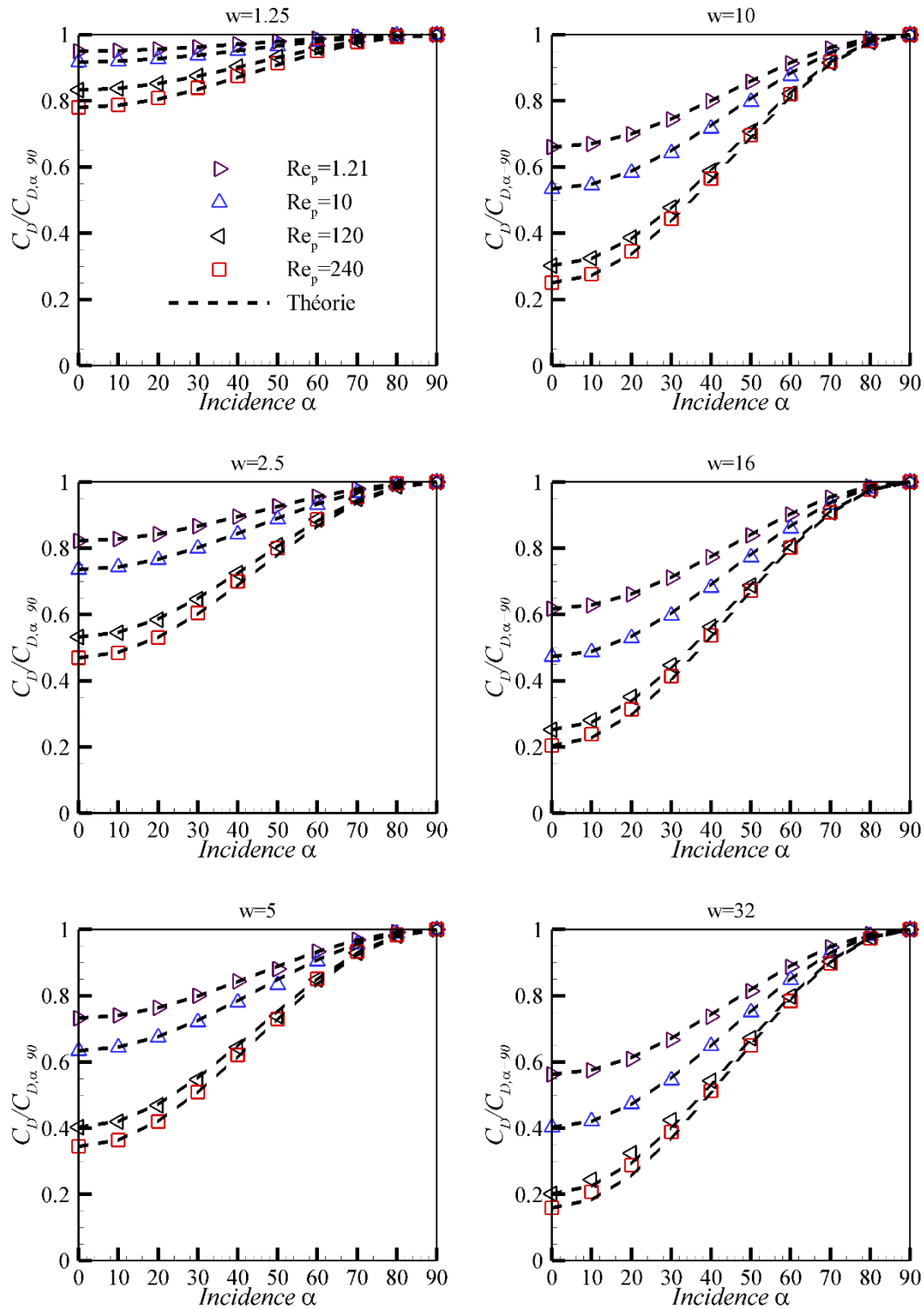


Figure 3.13 - Comparaison de l'évolution du coefficient de traînée normalisé $C_D/C_{D,\alpha=90^\circ}$ en fonction de l'angle d'incidence avec les résultats théoriques (Eq : 1.20).

En associant les équations (Eqs : 1.20 et 3.3), le modèle de corrélation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulière, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence obtenu s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_D = C_{D,\alpha=0^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^2(\alpha) \\ C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{24}{Re_p} \left[K_{\alpha=0^\circ}(w) + 0.15w^{-0.80}(w)Re_p^{0.687} + (w-1)^{0.63} Re_p^{0.41} \right] \\ C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{24}{Re_p} \left[K_{\alpha=90^\circ}(w) + 0.15w^{0.54}(w)Re_p^{0.687} + w^{1.043}(w-1)^{-0.17} Re_p^{0.65} \right] \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Afin d'illustrer le modèle de corrélation complet du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence, on choisit de reporter sur la figure (3.14) les résultats du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence aux bornes de chaque intervalle de w et Re_p , i.e., $w = 1.25$ et $w = 32$ à $Re_p = 1.21$ et $Re_p = 240$. Sachant que le coefficient de traînée obtenu par la simulation numérique directe évolue de la même manière que le modèle de corrélation proposé, les écarts relatifs maximaux du modèle complet sont compris entre 1% et 14%.

Remarque :

Sachant que le modèle de corrélation proposé est basé sur la corrélation de Schiller & Naumann (1935) (Eq : 1.12), la validité de ce modèle dépasse l'intervalle de d'ajustement « fitting » $w \in [1.21 - 32]$ et $Re_p \in [1.21 - 240]$ peut être étendue au cas de la sphère en régime de Stokes. De plus, l'introduction des facteurs de correction de Brenner $K_{\alpha=0^\circ}$ et $K_{\alpha=90^\circ}$ combinés à la corrélation de Schiller & Naumann (1935) (Eq : 1.12) dans le modèle de corrélation proposé permet d'étendre son domaine de validité au régime de Stokes. Ainsi, le domaine de validité du nouveau modèle de corrélation $w \in [1 - 32]$ et $Re_p \leq 240$.

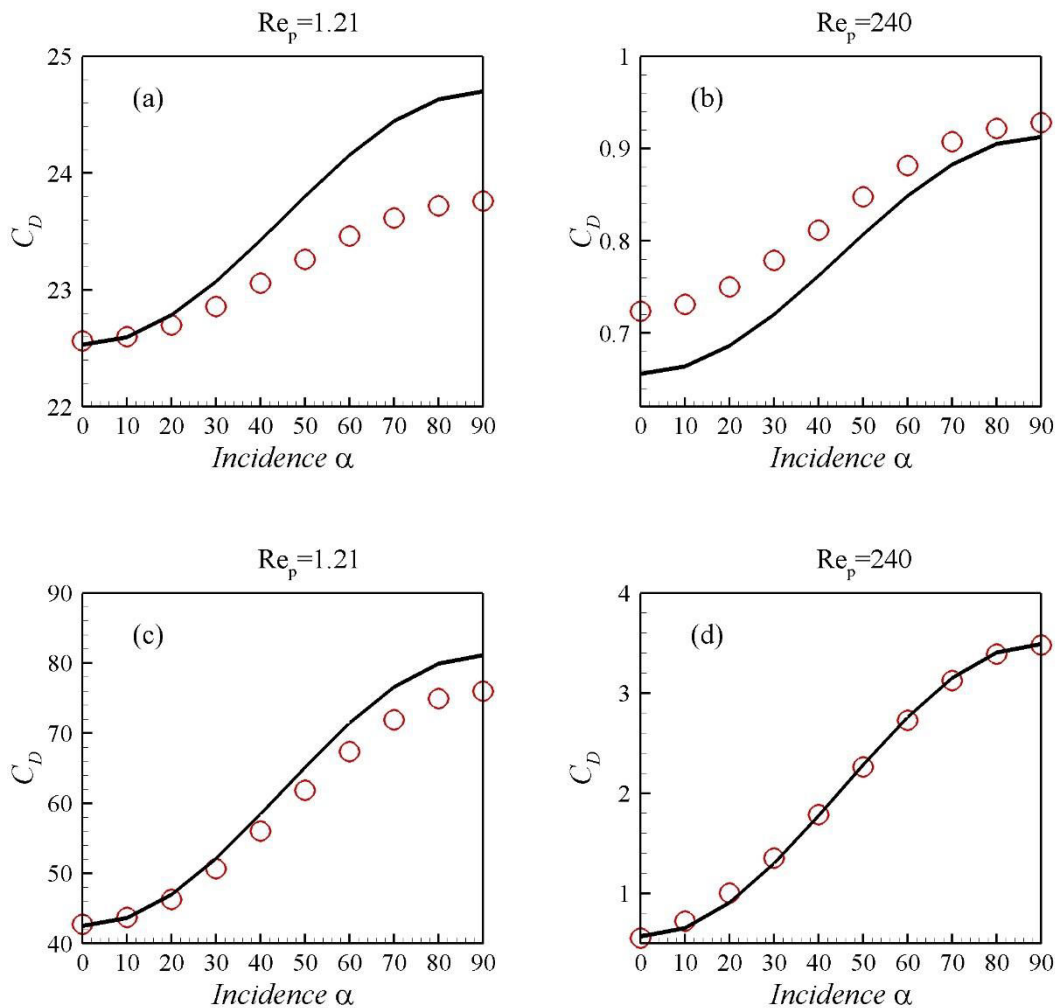


Figure 3.14 - Comparaison entre les résultats de simulations (symbole) et la corrélation proposée (Eq : 3.4) (Ligne continue).

3.2.2 Coefficient de portance

Contrairement au coefficient de traînée, le maximum du coefficient de portance n'est pas toujours situé au même angle d'incidence. En revanche, en raison de la symétrie de révolution des ellipsoïdes allongés, le coefficient de portance aux deux angles d'incidences ($\alpha = 0^\circ$ $\alpha = 90^\circ$) est nul, représentant ainsi, le minimum de la valeur absolue du coefficient de portance. Comme pour le coefficient de traînée, le coefficient de portance évolue de façon non-linéaire en fonction du nombre de Reynolds particulière et du rapport d'aspect. Ainsi, la procédure adoptée pour la recherche de corrélations pour le coefficient de portance se basera sur une seule formulation pour tous les résultats en s'appuyant sur les points suivants :

- le rapport d'aspect est considéré comme le paramètre de forme pertinent pour la description de la forme des ellipsoïdes ;
- la corrélation doit tendre vers le cas de la sphère pour $w \rightarrow 1$, i.e., le coefficient de portance est nul ;
- l'angle auquel se situe le coefficient de portance maximal évolue en fonction du nombre de Reynolds particulière.

En se basant sur les points ci-dessus, la corrélation proposée pour le coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds particulière, du rapport d'aspect et l'angle d'incidence a la forme suivante :

$$C_L = \left[F(w)Re_p^a + \frac{G(w)}{Re_p^b} \right] \cos(\alpha) \sin^{c^{Re_p}}(\alpha). \quad (3.5)$$

où

- Le terme $\left[F(w)Re_p^a + \frac{G(w)}{Re_p^b} \right]$ représente l'amplitude du coefficient de portance. Pour l'angle d'incidence $\alpha = 45^\circ$ ce terme représente le double de la valeur du coefficient de portance.
- Le terme $[\cos(\alpha) \sin^{c^{Re_p}}(\alpha)]$ traduit l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence « terme d'orientation ». L'exposant c^{Re_p} sert à prendre en compte l'évolution du maximum du coefficient de portance « terme de l'évolution du maximum ».

Les résultats des simulations sont alors ajustés « fitting » pour aboutir à la corrélation finale du coefficient de portance en fonction du Reynolds particulaire, du rapport d'aspect et l'angle d'incidence, soit:

$$\begin{cases} C_L = \left[F(w)Re_p^{0.25} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.755}} \right] \cos(\alpha) \sin^{1.002^{Re_p}}(\alpha) \\ F(w) = 0.1944(w^{-0.93} - 1) \ln(w) + 0.2127(w - 1)^{0.47} \\ G(w) = 0.9183(w - 1)^{0.46} \ln(w) - 4.0573(w^{-1.61} - 1) \end{cases} \quad (3.6)$$

La qualité de la corrélation obtenue est présentée dans la figure (3.15), où la corrélation est confrontée aux résultats des simulations. On observe que la corrélation est en très bon accord avec les résultats des simulations. Cette observation est confortée par l'estimation des écarts relatifs moyen et maximal pour chaque ellipsoïde. En effet, ces écarts relatifs moyens sont compris dans l'intervalle [4%–8%] alors que l'écart relatif maximal atteint 46% pour certains cas. Ainsi, on considère que la corrélation traduit avec une bonne précision l'évolution du coefficient de portance en fonction du Reynolds particulaire, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence.

Tableau 3.5 - Écarts relatifs moyens et maximaux entre la corrélation (Eq : 3.6) et les résultats des simulations pour le coefficient de portance.

	$w=1.25$	$w=2.5$	$w=5$	$w=10$	$w=16$	$w=32$
Ecart relatif moyen (%)	7.64	6.66	5.53	4.55	5.18	6.10
Ecart relatif maximal (%)	25.08	46.06	45.40	41.26	37.78	34.96

Bien que l'ajustement « fitting » des résultats de simulations a été effectué dans les intervalles $w \in [1.25 - 32]$ et $Re_p \in [1.21 - 240]$, le cas de la sphère est retrouvé. De même, que pour le coefficient de traînée, elle peut être étendue jusqu'à $Re_p = 0.1$ en acceptant des écarts relativement important avec la théorie (Eq : 1.20). En effet, l'écart relatif moyen entre la corrélation (3.6) et la formulation théorique (1.20) présente une surestimation de 37% pour tous les ellipsoïdes étudiés.

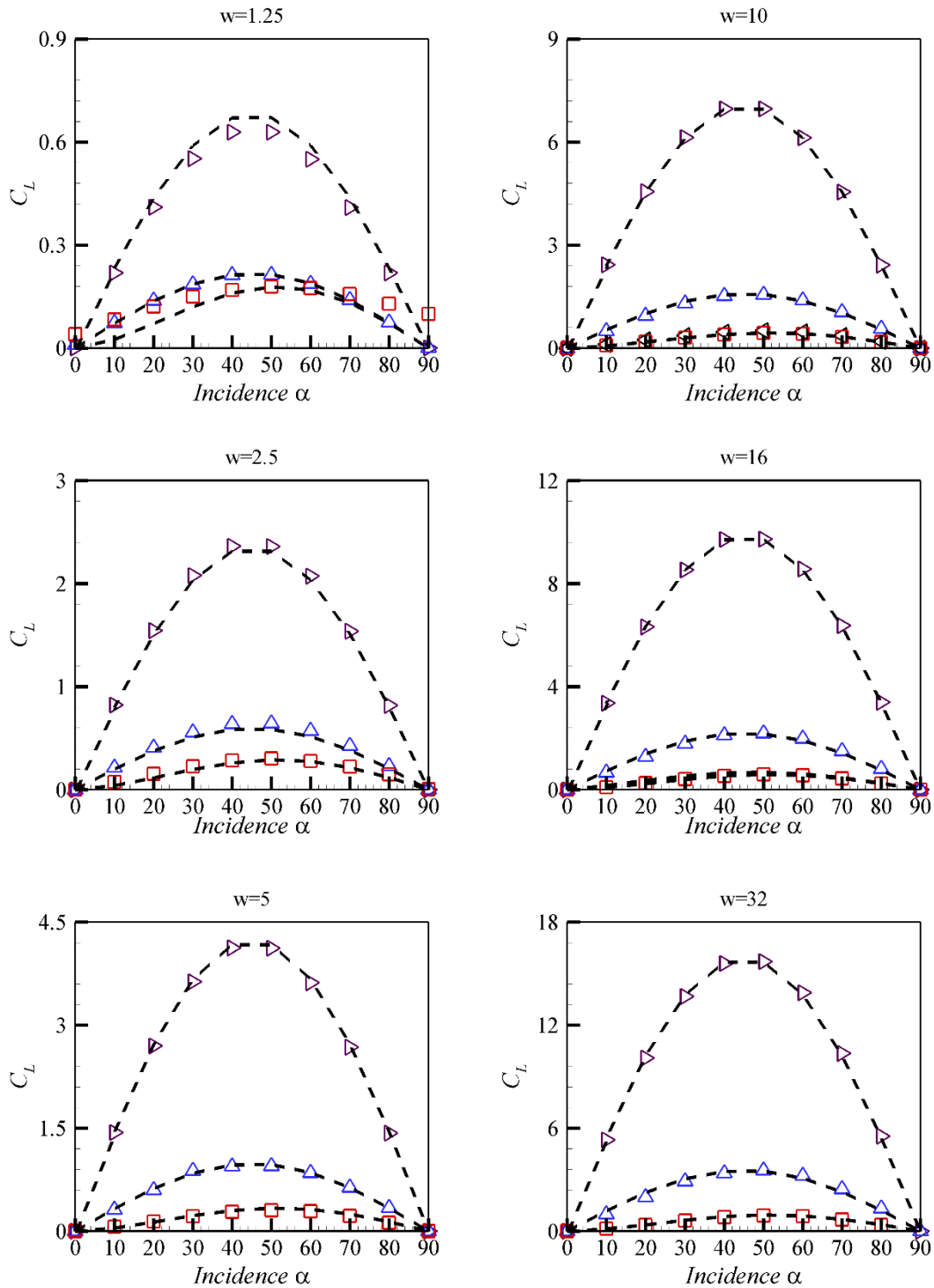


Figure 3.15 - Comparaison entre les résultats des simulations (symboles) et la corrélation (Eq : 3.6) (ligne discontinue) du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence pour trois nombres de Reynolds particuliers. (\triangleright) : $Re_p = 1.21$, (\triangle) : $Re_p = 10$ et (le carré) : $Re_p = 240$.

3.2.3 Coefficient du couple de tangage

Pour établir une corrélation pour le coefficient du couple de tangage en fonction du Reynolds particulière, du rapport d'aspect et l'angle d'incidence, on procède de la même manière que pour le coefficient de portance. En effet, le couple de tangage est nul aux deux angles d'incidence $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ et la position du maximum évolue en fonction du nombre de Reynolds particulière. Ainsi, les trois parties constituant la corrélation du coefficient de portance (amplitude, orientation,

évolution du maximum) sont également mises en avant dans la recherche d'une corrélation pour le coefficient du couple de tangage en fonction du Reynolds particulière, du rapport d'aspect et l'angle d'incidence.

En effectuant un ajustement « fitting » de tous les résultats, la précision obtenue pour le coefficient du couple de tangage n'a pas été à la hauteur de la précision obtenue pour le coefficient de portance. Ainsi, on a choisi de constituer deux intervalles de rapports d'aspect $w \in [1-10]$ et $w \in]10-32]$, et d'établir une corrélation pour chacun de ces intervalles. Toutefois, ces corrélations doivent être raisonnablement connectées pour assurer la validité de la formulation dans tous les cas étudiés. De ce fait, les formulations obtenues pour chaque intervalle se présentent sous la forme suivante :

Pour $w \in [1-10]$,

$$\begin{cases} C_T = \ln(w) \left[\frac{F(w)}{Re_p^{0.18}} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.51}} \right] \cos^{0.9994^{Re_p}}(\alpha) \sin(\alpha) \\ F(w) = 6.46(w^{-0.2212} - 0.4855) \\ G(w) = 0.072(w-1)^{1.85} \end{cases} \quad (3.7)$$

Pour $w \in]10-32]$, le terme « amplitude » a une forme différente par rapport à l'intervalle $w \in [1-10]$.

$$\begin{cases} C_T = \left[\frac{F(w)}{Re_p^{0.3}} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.9}} \right] \cos^{0.9989^{Re_p}}(\alpha) \sin(\alpha) \\ F(w) = 1.67 \ln(w) (w-1)^{0.24} \\ G(w) = -2.71 \ln(w) + 0.28((w^{1.65} - 1) + (w-1)^{-0.22}) \end{cases} \quad (3.8)$$

La confrontation des formulations (Eqs : 3.7 et 3.8) avec les résultats des simulations est reportée dans la figure (3.16) dans laquelle le coefficient du couple de tangage est tracé en fonction de l'angle d'incidence pour trois nombres de Reynolds particulières ($Re_p = 1.21$, $Re_p = 10$, $Re_p = 240$). La figure (3.16) montre que les corrélations proposées sont en bon accord avec les résultats des simulations d'un point de vue qualitatif. D'un point de vue quantitatif, on a estimé les écarts relatifs moyen et maximal pour chaque ellipsoïde (voir le tableau 3.6). Ainsi l'écart relatif moyen de toutes les simulations est de 6.61%. De ce fait, on arrive à estimer raisonnablement le coefficient du couple de tangage dans les intervalles $Re_p \in [1.21-240]$ et $w \in [1-32]$ via les corrélations proposées. De manière similaire au coefficient de portance la formulation (Eq : 3.7) recouvre le cas de la sphère et peut être étendu en régime de Stokes en acceptant un écart relatif important qui de l'ordre de 61%.

Tableau 3.6 - Écarts relatifs moyens et maximaux entre la corrélation (Eqs : 3.7 et 3.8) et les résultats des simulations pour le coefficient du couple de tangage.

	$w = 1.25$	$w = 2.5$	$w = 5$	$w = 10$	$w = 16$	$w = 32$
	Eq : 3.7				Eq : 3.8	
Ecart relatif moyen (%)	10.3	6.3	6.4	3.9	3.3	6.1
Ecart relatif maximal (%)	32.5	23.9	34.8	14.5	34	23

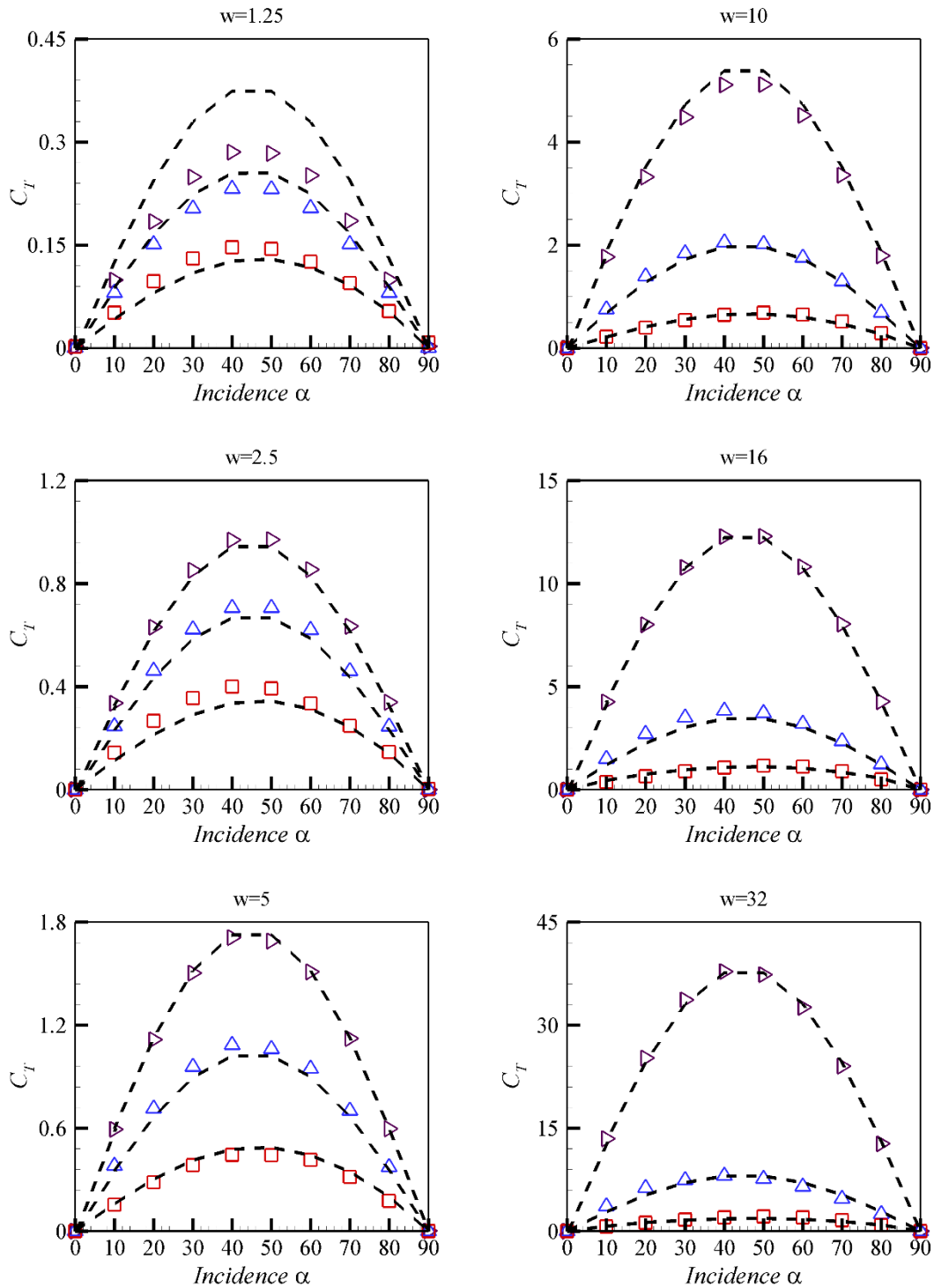


Figure 3.16 - Comparaison entre les résultats de simulations (symboles) et la corrélation (Eq : 3.6) du coefficient du couple de tangage en fonction de l'angle d'incidence pour trois nombres de Reynolds particuliers. (\triangleright) : $Re_p = 1.21$, (Δ) : $Re_p = 10$ et (le carré) : $Re_p = 240$

3.3 Conclusion

Après avoir fait un état de l'art des actions hydrodynamiques agissant sur les particules ellipsoïdales, on a procédé à la validation de l'approche numérique destinée à la recherche des coefficients hydrodynamiques par simulation numérique directe. Dans ce chapitre, on s'est fixé comme objectif, de proposer des modèles pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couple de tangage). Pour ce faire, on a présenté les résultats des simulations aux nombres de Reynolds particuliers supérieurs à l'unité. Puis, on a confronté ces résultats aux modèles de corrélations proposés dans la littérature. Cette confrontation a mis en évidence l'existence de différences significatives entre les résultats des simulations et la littérature. De plus les résultats obtenus ont été discutés et analysés par l'estimation des différentes contributions (pression et viscosité) pour chaque action hydrodynamique. Grâce à ces différentes discussions et analyses, ainsi qu'on s'appuyant sur les résultats de la littérature, on a proposé des modèles pour chacun des coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couple de tangage) et ce, en fonction du nombre de Reynolds particulière, du rapport d'aspect et de l'angle d'incidence. Ces modèles de corrélations sont résumés dans le tableau (3.7). Dès lors qu'on peut bien estimer les forces et couples hydrodynamiques, on peut désormais passer au deuxième objectif principal de ce travail, qui concerne l'étude de la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent. Toutefois, cette première partie nous amène à soulever une question qui serait intéressante à étudier par le biais de l'expérience et/ou de la simulation numérique. Il s'agit, comme pour la sphère, de rechercher les nombres de Reynolds particuliers critiques pour lesquels :

- la dysmétrie du sillage en fonction du rapport d'aspect apparait ;
- la transition vers un régime instationnaire intervient.

Cette question pourrait être abordée au moins pour les cas où l'axe de révolution est aligné ou perpendiculaire à l'écoulement moyen dans de futurs travaux.

Chapitre 3 : Application à l'écoulement autour des ellipsoïdes aux grands nombres de Reynolds (Résultats et discussions)

Tableau 3.7 - Modèles de corrélations proposés pour les coefficients hydrodynamiques

Coefficients	Corrélation	Limitation
Coefficient de traînée	$C_D = C_{D,\alpha=0^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^2(\alpha)$ $C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{24}{Re_p} \left[K_{\alpha=0^\circ}(w) + 0.15w^{-0.80}(w)Re_p^{0.687} + (w-1)^{0.63} Re_p^{0.41} \right]$ $C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{24}{Re_p} \left[K_{\alpha=90^\circ}(w) + 0.15w^{-0.54}(w)Re_p^{0.687} + w^{1.043}(w-1)^{-0.17} Re_p^{0.65} \right]$	$w \in [1-32]$ $Re_p \leq 240$
Coefficient de portance	$C_L = \left[F(w)Re_p^{0.25} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.755}} \right] \cos(\alpha) \sin^{1.002^{Re_p}}(\alpha)$ $F(w) = 0.1944(w^{-0.93} - 1) \ln(w) + 0.2127(w-1)^{0.47}$ $G(w) = 0.9183(w-1)^{0.46} \ln(w) - 4.0573(w^{-1.61} - 1)$	$w \in [1-32]$ $Re_p \in [1.21-240]$
Coefficient du couple de tangage	$C_T = \ln(w) \left[\frac{F(w)}{Re_p^{0.18}} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.51}} \right] \cos^{0.9994^{Re_p}}(\alpha) \sin(\alpha)$ $F(w) = 6.46(w^{-0.2212} - 0.4855)$ $G(w) = 0.072(w-1)^{1.85}$	$w \in [1-10]$ $Re_p \in [1.21-240]$
	$C_T = \left[\frac{F(w)}{Re_p^{0.3}} + \frac{G(w)}{Re_p^{0.9}} \right] \cos^{0.9989^{Re_p}}(\alpha) \sin(\alpha)$ $F(w) = 1.67 \ln(w) (w-1)^{0.24}$ $G(w) = -2.71 \ln(w) + 0.28((w^{1.65} - 1) + (w-1)^{-0.22})$	$w \in [10-32]$ $Re_p \in [1.21-240]$

Partie II :

**Dispersion de particules non-sphériques en dans
un canal turbulent par simulation numérique
directe**

Chapitre 4

Dispersion de particules solides dans un écoulement turbulent de canal (synthèse bibliographique)

4.1 Introduction

La première partie de ce manuscrit était consacrée à la recherche de corrélations pour les forces et couple hydrodynamiques agissant sur des particules en forme d'ellipsoïdes allongés. Nous avons abouti à une proposition de corrélations pour les coefficients de traînée, de portance et du couple de tangage, et ce, pour une large gamme de nombres de Reynolds particuliers, de rapports d'aspect, ainsi que de l'angle d'incidence. Dès lors, le présent travail est consacré à l'étude d'un écoulement diphasique à phase dispersée solide/gaz grâce à la simulation numérique directe pour « la phase fluide » couplée à un suivi lagrangien pour « la phase dispersée ». Ce type d'écoulement diphasique fait apparaître de nombreux phénomènes physiques tels que la déposition, la dispersion, la resuspension, l'agglomération ou la fragmentation (voir la figure 4.1). On s'intéresse particulièrement à l'étude de la dispersion, i.e., aux interactions particules/turbulence.

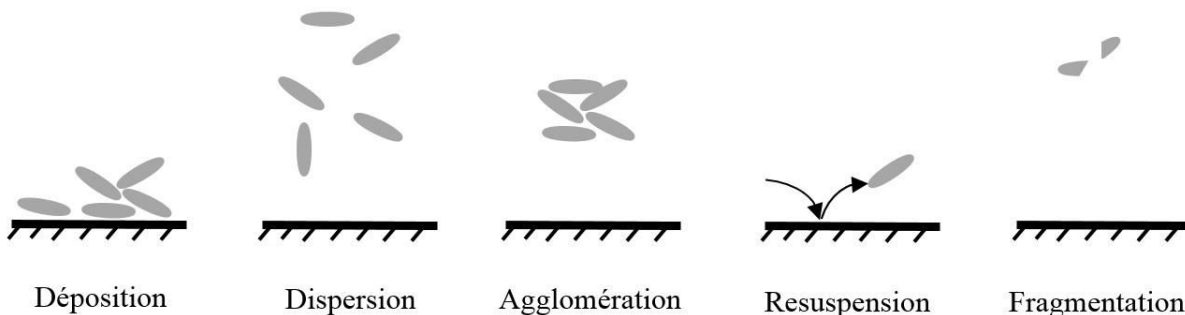


Figure 4.1 - Illustration des différents phénomènes physiques qui apparaissent dans le transport de particules solides.

On va se focaliser plus particulièrement sur les effets de forme combinés aux effets d'inertie ainsi que sur les effets du croisement de trajectoires sur la dynamique de particules ellipsoïdales. De nombreuses études numériques ont été menées sur les effets de forme ces dernières années (Zang *et al.*, 2001, Mortensen *et al.*, 2008, Marchioli *et al.*, 2010, Marchioli & Soldati., 2013, Zhao & Berend., 2013). Cependant, la modélisation des forces et couples hydrodynamiques utilisés reposent sur l'hypothèse de particules se déplaçant dans un régime de Stokes $Re_p \ll 1$. C'est la raison pour laquelle, on va étudier les effets de forme en utilisant la simulation numérique directe couplée à un suivi lagrangien des particules qui se base sur les forces hydrodynamiques établies dans la première partie de ce manuscrit, soit en dehors du régime de Stokes. A l'heure actuelle, aucune DNS/DPS de la littérature ne travaille en dehors du régime de Stokes. On le comprend bien puisque la littérature n'offrait pas de corrélations pour les coefficients hydrodynamiques.

Avant de d'initier cette étude, il convient de faire un état de l'art sur le problème de la dispersion de particules solides au sein d'un canal turbulent. Ainsi, on consacre ce chapitre à la présentation d'un bref rappel des travaux dédiés à l'écoulement turbulent dans un canal dans un premier temps. Puis,

on introduit les paramètres pertinents relatifs aux particules et aux différentes interactions qui en résultent. On poursuit, enfin, par une présentation de l'état de l'art des études relatives à la dispersion de particules sphériques et non-sphériques.

4.2 Principales caractéristiques d'un écoulement turbulent de canal

L'écoulement auquel on s'intéresse dans cette étude est un écoulement turbulent non-homogène de type écoulement dans un canal. Sur la figure (4.2), on illustre la géométrie du canal pour lequel les dimensions indiquées L_x , L_y , et L_z correspondent respectivement à la direction de l'écoulement, à la direction normale aux parois et à la direction transversale de l'écoulement. Cet écoulement est également caractérisé par les conditions périodiques dans les directions longitudinale et transversale. Par ailleurs, dans ce type d'écoulement, les statistiques sont dépendantes de la position. Lorsque les moments statistiques ne varient pas selon les directions longitudinale et transversale ainsi que du temps, on parle alors d'une turbulence statistiquement établie et stationnaire. Ainsi, les statistiques varient dans la seule direction normale aux parois. Cette géométrie de l'écoulement impose une symétrie et/ou antisymétrie des statistiques par rapport au plan médian $y = 0$.

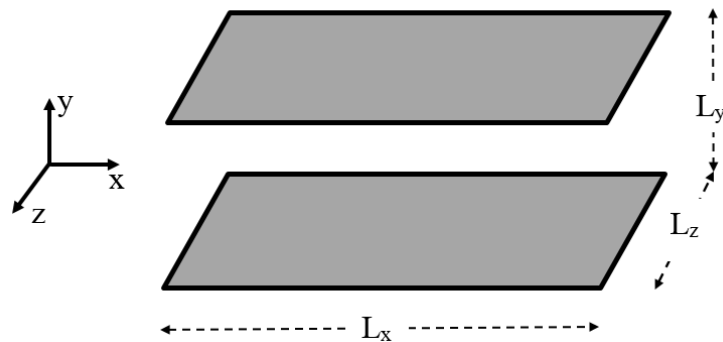


Figure 4.2 - Configuration de l'écoulement dans un canal.

Il s'agit d'un cas de laboratoire ou académique largement étudié dans la littérature. En effet, depuis plus de 50 ans cette question de la compréhension de la turbulence non homogène dans un canal a fait l'objet de nombreux travaux numériques et expérimentaux. Dans le cas des études expérimentales, les travaux de Comte-Bellot., 1965, Eckelmann., 1974, Niederschulte *et al.*, 1990 font référence en raison de la rigueur scientifique qui les précèdent et la gamme assez large du nombre de Reynolds débitant étudié $Re_b \in [2414 - 23000]$. Dans le cas des études par simulation numérique directe, la gamme du nombre de Reynolds étudiée est moins large et n'est pas encore très large dépasse pas jusqu'à présent $Re_\tau = 2003$ en raison du manque de moyens matériels (millions de processeurs) ($Re_\tau = 2003$ pour Hoyas & Jiménez. 2006, $Re_\tau = 4200$ pour Lozano-Duran & Jiménez, 2014) où encore $Re_\tau = 5200$ pour la DNS de Lee & Moser, 2015). L'étude de Kim *et al.* (1987) par simulation numérique direct a été pendant longtemps l'étude de référence pour l'écoulement turbuelent dans un canal. D'autres études sont apparues plus tard pour confirmer la capacité de différentes méthodes numériques à décrire l'écoulement turbulent dans un canal (Kristoffersen & Andersson, 1993, Moser *et al.*, 1999, Vreman & Kuerten. 2014). Contrairement aux différentes études relatives à ce sujet, il ne s'agit pas ici d'étudier l'écoulement turbulent en lui-même. Pour de en plus amples détails relatifs à l'écoulement turbulent dans un canal, il suffit de se référer aux travaux de (Kim *et al.*, 1987, Moser *et al.*, 1999, Vreman & Kuerten. 2014). Vreman & Kuerten (2014) ont proposé une comparaison entre les résultats des simulations numériques directes obtenues par ces schémas avec de multiples résolutions spatiales pour un nombre de Reynolds avoisinant $Re_\tau = 180$ (Moser *et al.*, 1999, Abe *et al.*, 2001, Del Alamo and Jimenez. 2003, Kosuka

et al., 2009, et Vreman & Kuerten. 2014). On peut retrouver également des travaux qui allient l'étude de l'écoulement turbulent dans un canal et la dispersion de particule. C'est le cas des travaux de Marchioli *et al.* 2008 qui ont effectué un cas test international en collaboration avec plusieurs groupes de recherche dans lequel l'écoulement est résolu par différents schémas numériques (pseudo-spectrales et différences finies).

Avant de reporter quelques résultats de la littérature, il convient de présenter les paramètres d'adimensionnement ainsi que les paramètres statistiques relatifs à l'étude de l'écoulement turbulent dans un canal.

4.2.1 Adimensionnement

Pour quelqu'un qui s'intéresse à l'étude de l'écoulement turbulent dans un canal, il est judicieux d'introduire l'adimensionnement des variables par des grandeurs macroscopiques relatives à l'écoulement et à la géométrie du canal. Deux approches distinctes d'adimensionnement sont reportées dans la littérature. La première approche, qui revient souvent dans les cas d'études expérimentaux, se réfère à la vitesse débitante U_b , et la demi hauteur du canal δ . La seconde approche est, quant à elle, basée sur la vitesse de frottement à la paroi $u_\tau = \sqrt{\tau_w \rho_f}$ et la viscosité cinématique du fluide ν , où τ_w représente la contrainte pariétale. Les avantages et les inconvénients de ces deux approches sont examinés dans la thèse de Rambaud (2001). Les variables adimensionnées suivant la première approche sont suivies de l'exposant (*) :

$$\bar{u}^* = \frac{\bar{u}}{U_b}, \bar{x}^* = \frac{\bar{x}}{\delta}, \text{ et } t^* = \frac{tU_b}{\delta}. \quad (5.1)$$

Si les variables sont adimensionnées suivant la seconde approche, elles sont suivies de l'exposant (+) « variables de paroi » :

$$\bar{u}^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}, \bar{x}^+ = \frac{\bar{x}u_\tau}{\nu}, \text{ et } t^+ = \frac{tu_\tau^2}{\nu}, \quad (5.1)$$

où ρ_f et ν représente respectivement la densité et la viscosité cinématique du fluide. A noter que, sauf mention, dans la suite de ce manuscrit, les résultats seront présentés en unités de parois.

4.2.2 Outils statistiques

Les outils statistiques nécessaires à la compréhension de la turbulence et la dispersion de particules dans un écoulement turbulent sont multiples. Tennekes & Lumley (1972) ont donné les éléments essentiels à la compréhension de la turbulence (moyennes, fluctuations, densité de probabilité où moments de densité de probabilité). Par ailleurs, on peut rencontrer des éléments additionnels relatifs à la dispersion des particules sphériques ou non-sphériques telle que la concentration ou la moyenne des orientations. Pour une meilleure compréhension de ce qui va suivre dans le manuscrit, il convient de donner la définition de chaque outil statistique récurrent.

Les moyennes

L'outil de moyenne statistique est utilisé dans notre cas pour le fluide comme pour les particules. Dans le cas du fluide, cet outil est appliqué pour une condition d'une turbulence qui a atteint un équilibre statistiquement stationnaire, i.e., quand l'écoulement est homogène statistiquement dans les directions périodiques (longitudinale et transversale). L'espace entre les deux parois étant réparti en plusieurs plans qui leurs sont parallèles, une moyenne d'une fonction f pour un ensemble de points de composantes $p = (x, y, z)$ sur chaque plan peut être définie à un instant donné t . On parle alors d'une moyenne spatiale, soit :

$$\langle f \rangle_S(y, t) = \frac{\sum_x \sum_y^{x_{\max} y_{\max}} f(x, y, z, t)}{x_{\max} y_{\max}}. \quad (4.1)$$

où, x_{\max} et y_{\max} représentent les composantes longitudinale et transversale du dernier point.

Il est également possible de rechercher une moyenne temporelle de l'enregistrement effectué pour un point donné d'indice (x, y, z) durant un temps t_{\max} :

$$\langle f \rangle(x, y, z) = \frac{\sum_{t=1}^{t_{\max}} f(x, y, z, t)}{t_{\max}}. \quad (4.2)$$

De plus, le principe de l'ergodicité peut être introduit, dès lors que la turbulence est statistiquement stationnaire. Ainsi, il est possible de trouver une moyenne d'ensemble qui serait spatio-temporelle :

$$\langle f \rangle(y) = \frac{\sum_{t=1}^{t_{\max}} \langle f \rangle_S(y, t)}{t_{\max}}. \quad (4.3)$$

Les fluctuations

Dès lors que la moyenne est déterminée, on peut définir pour un point donné une fluctuation par rapport à cette moyenne comme suit:

$$f'(j) = f_{ijk} - \langle f(j) \rangle_T. \quad (4.4)$$

Cette décomposition dite de Reynolds impose une moyenne spatio-temporelle des fluctuations nulle $\langle f'(j) \rangle = 0$.

Les moments statistiques

Dans l'étude de la turbulence, on se réfère souvent aux moments statistiques d'ordre supérieur à l'unité. Le moment d'ordre 2 représente la variance et sert à mesurer la dispersion de la distribution de la fonction (f) autour de sa moyenne. Le moment d'ordre 3, appelé facteur de dissymétrie reporte le degré de dissymétrie de la distribution par rapport à sa moyenne alors que le moment d'ordre 4, nommé facteur d'aplatissement mesure l'étalement de la distribution de la fonction (f):

$$\begin{aligned} \text{variance} &= \langle f'^2 \rangle \\ \text{facteur de dysemétrie normalisé} &= \langle f'^3 \rangle / \langle f'^2 \rangle^{3/2} \\ \text{facteur d'aplatissement normalisé} &= \langle f'^4 \rangle / \langle f'^2 \rangle^2 \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.2.3 Tenseur de Reynolds

Les grandeurs statistiques définies ci-dessus correspondent à des propriétés moyennes et fluctuantes de l'écoulement. A partir de l'estimation du moment d'ordre 2, une grandeur caractéristique définissant les contraintes turbulentes, que l'on nomme « tenseur de Reynolds » $R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$, peut être établie. Dans le cas d'un écoulement turbulent dans un canal, ce tenseur n'est composé que de quatre différentes composantes. Ceci est le résultat des caractéristiques de l'écoulement qui ne varie

pas statistiquement dans la direction transversale, i.e., $\langle u'_z u'_x \rangle = \langle u'_z u'_y \rangle = 0$. La racine carrée des termes diagonaux de ce tenseur correspond à l'intensité turbulente alors que le terme $\langle u'_x u'_y \rangle$ représente la contrainte turbulente de cisaillement. Afin d'illustrer l'évolution de ces propriétés moyennes et fluctuantes, on choisit de présenter sur la figure (4.3) quelques résultats issus du cas test international auquel a participé notre équipe (Marchioli *et al.* 2008). On peut constater sur la figure (4.3) que les différentes simulations effectuées dans ce cas test présentent des propriétés moyennes de la vitesse qui sont en très bon accord. Dans le cas de la vitesse moyenne longitudinale, les trois zones sous-couche visqueuse, zone tampon et zone logarithmique sont bien représentées. Ceci est également le cas pour l'intensité turbulente qui présente un maximum de la composante longitudinale situé à $y^+ \approx 12$. La contrainte turbulente est, quant à elle, illustre la forte activité turbulente dans la zone $y^+ < 50$.

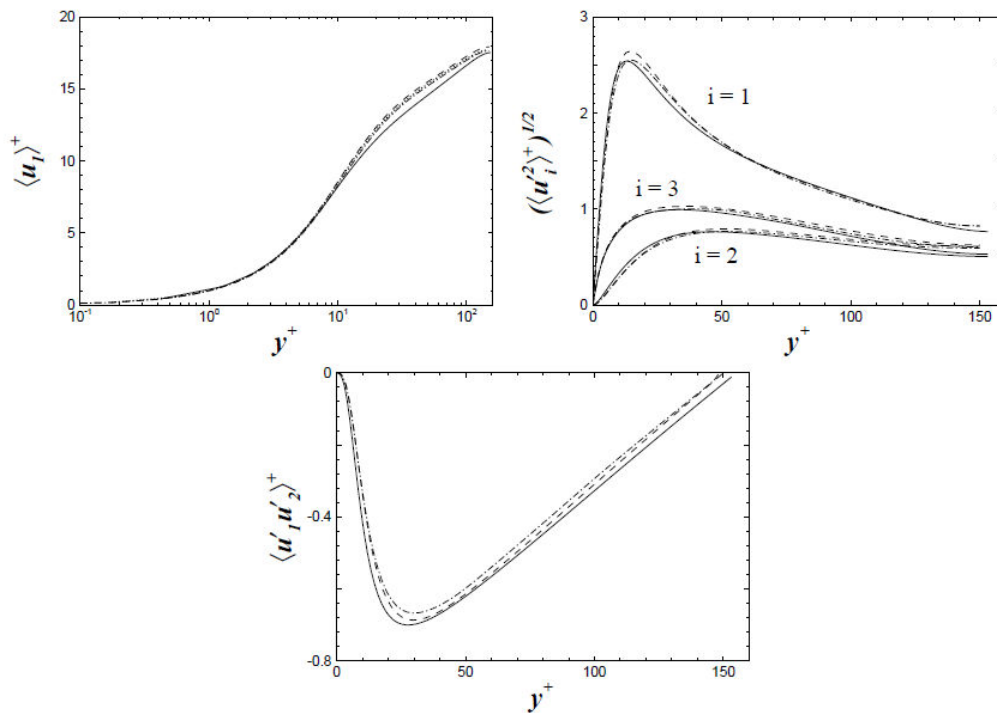


Figure 4.3 - Vitesse moyenne et tensions de Reynolds du fluide porteur. - : résultats de simulations DNS ; --Kuertens ; -.- ; Marchioli & Soldati, ... : Goldensof & Squires. Figure issue de la thèse de Boris Arcen (2006). Les indices (1, 2, 3) correspondent respectivement aux directions longitudinale et normale à la paroi.

4.2.4 Structures cohérentes

L'analyse des propriétés moyennes et fluctuantes de l'écoulement considéré, i.e., un écoulement turbulent dans un canal, n'est pas suffisante à la compréhension de cet écoulement. Une visualisation de l'écoulement peut s'avérer très utile de part les différents phénomènes que l'on peut observer. En effet, dès les années 50, Theodorsen (1952) a mis en évidence l'existence d'une couche limite turbulente dans laquelle apparaissent des tourbillons longitudinaux en forme de fer à cheval (voir la figure 4.4). Cette observation a mis en évidence l'intérêt des études par visualisations de l'écoulement. En effet, de manière analogue à Theodorsen (1952), Kline *et al.* (1967) et Corino & Brodkey (1969) ont observé la rupture récurrente de ces structures tourbillonnaires. Avec le progrès des moyens techniques expérimentaux et numériques, l'intérêt s'est porté non-seulement sur la visualisation mais aussi sur l'interprétation et explication de la dynamique de ces structures cohérentes. C'est ce à quoi a procédé Robinson (1991) en définissant le mouvement cohérent par une corrélation spatio-temporelle d'une variable (vitesses, densité etc) avec elle-même ou avec une

autre ou plusieurs autres variables. Pour sa part, Lesieur (1990) considère la cohérence d'une structure tourbillonnaire contenu dans un domaine si celle-ci garde durant un temps suffisamment long une forme reconnaissable. Ces différentes définitions des structures cohérentes sont essentiellement dues à la différence de critères subjectifs de la détection des structures (Schoppa et Hussain., 2000, Adrian., 2000). Cependant, la méthode la plus répandue pour la détection des structures cohérentes est la méthode de décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) proposée par Lumley (1967) et qui permet d'identifier ces structures à travers des objets spatio-temporelle qui maximisent leur corrélation avec le champ de vitesse.

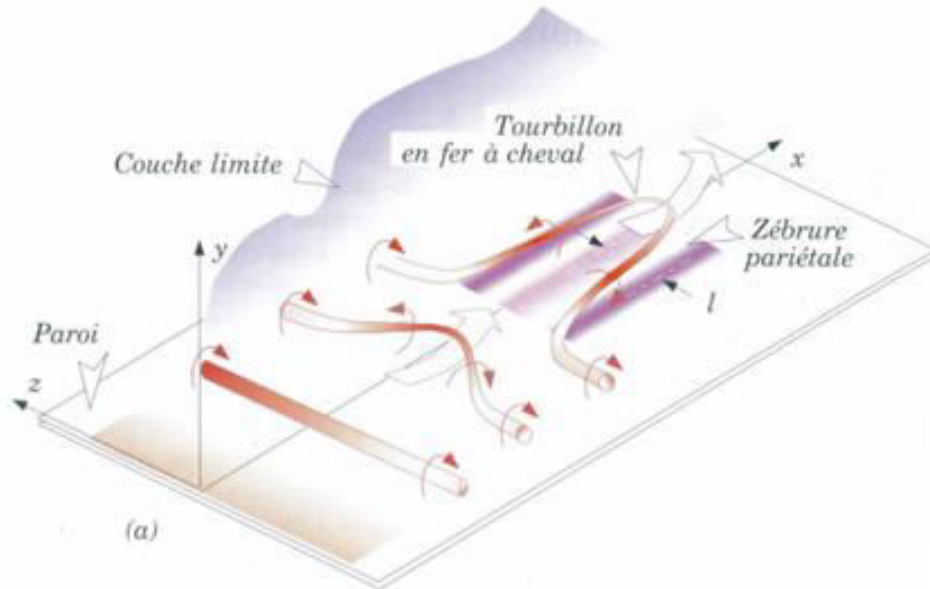


Figure 4.4 - Structure de l'écoulement en proche paroi. Figure extraite de Chassaing (2000).

4.3 Interactions particules-turbulence

Dans ce type d'écoulement diphasique à phase dispersée, on retrouve différents types d'interactions (fluide-particule, particule-fluide, particule-particule ou particule-paroi). Afin de décrire les mécanismes physiques que peuvent subir les particules (dispersion, agglomération, déposition, etc), il est alors nécessaire de s'intéresser à ces différentes interactions inhérentes à ces phénomènes physiques. L'importance de ces interactions est prédite *via* l'estimation de la fraction volumique Φ définie comme le rapport entre le volume de toutes les particules et le volume du fluide qui les transporte. Une classification de l'importance de ces différentes interactions en fonction de la fraction volumique, ainsi que du rapport entre le temps de relaxation et l'échelle temporelle de Kolmogorov τ_p/τ_k a été proposée par Elgobashi (1994) (voir la figure 2.1)

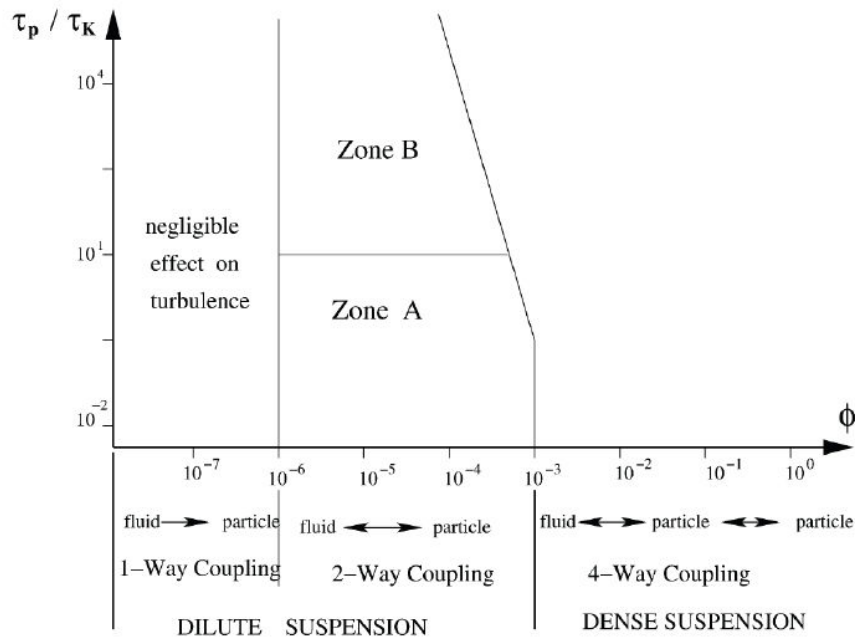


Figure 4.5 - Classification des interactions en fonction de la fraction volumique Φ et de τ_p / τ_k . τ_p et τ_k représentent respectivement le temps de relaxation de la particule et la plus petite échelle temporelle de turbulence. Figure issue de Elgobashi (1994).

On peut distinguer sur la figure (4.3) trois zones principales. En effet, pour une fraction volumique $\Phi \leq 10^{-6}$, les particules sont de petites taille et loin les unes des autres pour interagir entre elles ou agir sur l'écoulement, ce qui n'induit aucun changement dans les caractéristiques dynamiques de l'écoulement; on parle alors d'un couplage « one-way coupling ». Lorsque la fraction volumique est située dans l'intervalle $10^{-6} < \Phi \leq 10^{-3}$, l'écoulement diphasique reste dilué mais l'écoulement est modifié par les particules; cette couplage est nommée « two-way coupling ». Au-delà d'une fraction volumique $\Phi > 10^{-3}$, l'écoulement devient dense, les particules interagissent entre-elles en plus des interactions fluide-particule et particule-fluide ; ce couplage porte le nom de « four-way coupling ». Dans ce travail, on s'intéresse à la dispersion de particules ellipsoïdales en considérant la seule interaction « one-way coupling ».

4.3.1 Effets physiques agissant sur la dispersion des particules ellipsoïdales

Les particules choisies dans cette étude sont des particules ellipsoïdales. Contrairement aux particules sphériques, la dispersion de particules ellipsoïdales est caractérisée par les effets de forme (géométrie) associés aux effets d'inertie, qu'aux effets de croisement de trajectoires :

- effet d'inertie : cet effet se mesure en inertie pure, i.e., l'absence d'une vitesse relative moyenne qui peut être induite par la présence de forces extérieures telles la gravité ou et/ou les forces électrostatique. Le paramètre qui caractérise cet effet est le temps de relaxation de la particule τ_p^+ . Celui-ci est défini par Shapiro & Goldenberg (1993) sur la base d'une orientation isotrope de la particule et de la force de traînée en régime de Stokes. Son expression adimensionnelle en variables de paroi est :

$$\tau_p^+ = \frac{2w\rho_p}{9\rho_f} \left(\frac{d_p^{+2}}{4w^{2/3}} \right) \frac{\ln(w + \sqrt{w^2 - 1})}{\sqrt{w^2 - 1}}, \quad (4.6)$$

Où w représente le rapport d'aspect, ρ_f et ρ_p représentent respectivement la masse volumique du fluide et de la particule. Dans le cas d'une particule sphérique ce nombre se résume à :

$$\tau_p^+ = \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{d_p^{+2}}{18}. \quad (4.7)$$

Ce paramètre d'inertie est défini pour le mouvement de translation. Il est également possible de définir un paramètre d'inertie lié à la rotation. Dans le cas de la sphère ce paramètre est estimé en régime de Stokes grâce au couple lié à la rotation du fluide. Sa valeur vaut 3/10 du paramètre d'inertie lié à la translation :

$$\tau_r^+ = \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{d_p^{+2}}{60}. \quad (4.8)$$

Les deux temps de relaxation de translation et de rotation τ_p^+ et τ_r^+ sont fortement dépendants du rapport des densités ainsi que de la taille de la particule. Le temps de relaxation de la rotation vaut 3/10 du temps de relaxation de la translation, ce qui implique que la particule sphérique répond trois fois plus vite à la sollicitation du fluide en rotation par rapport à la sollicitation en translation. Contrairement au cas de la sphère, le couple lié à la rotation du fluide en régime de Stokes pour les ellipsoïdes est plus complexe. Il n'existe donc pas, à notre connaissance, une formulation explicite du temps de relaxation de la rotation pour ce type de particules ;

- effets de forme: les ellipsoïdes étudiés sont des ellipsoïdes de révolution allongés. Les paramètres de forme qui caractérisent ces ellipsoïdes sont l'axe de révolution ($2a^+$), qui doit être inférieur à l'échelle de Kolmogorov (η_k^+) pour respecter l'hypothèse de particule assimilée à un point, ainsi que le rapport d'aspect qui définit la non-sphéricité de la particule ;
- effets de croisement de trajectoires : il s'agit d'un effet induit par l'existence d'une vitesse relative moyenne résultante de part la présence d'une force extérieure agissant sur les particules. En effet, lorsque les particules sont soumises à ces forces extérieures, une vitesse relative moyenne entre les particules discrètes et le champ fluide est induite. Il en résulte alors une interaction des particules avec plusieurs structures fluides qui l'entourent. Selon l'importance de ces forces extérieures, cet effet a pour conséquence un passage des particules en dehors du régime de Stokes.

4.3.2 Particules sphériques et turbulence

La dispersion de particules sphériques a fait l'objet de nombreuses études, numériques et expérimentales depuis des décennies (Pedinotti *et al.*, 1992, Kulick *et al.*, 1994, Kaftori *et al.*, 1998, Soltani & Ahmadi, 1995) . Il est difficile de recenser toutes les contributions liées à ce sujet. De ce fait, cette section n'est qu'un bref rappel de quelques travaux relatifs à la dispersion des particules sphériques. Récemment, Balachandar & Eaton (2010) ont fait un état de l'art sur le transport de particules sphériques avec toutes les interactions citées précédemment ainsi qu'aux méthodes de simulation de ce type d'écoulement. La majorité des études récentes se basent sur les résultats de simulations DNS où LES (Yamamoto *et al.* 2001, Vance *et al.*, 2006., Kuerten 2006, Arcen *et al.*, 2006, Marhchioli *et al.*, 2006, Zhao *et al.*, 2010, Vinkovic *et al.*, 2005). Celles-ci ont permis de donner un sens physique à beaucoup de phénomènes observés dans le transport de particules. En effet, les effets d'inertie, de la taille des particules, du croisement de trajectoires ainsi que les différentes corrections des forces hydrodynamiques, sur les statistiques de translation de la

dispersion (moyenne, variance, covariance, etc.) ont été discutés et expliqués. Les statistiques de rotation ont été analysées pour différentes inerties par (Mortensen & Gilissen., 2007, Zhao & Anderson., 2011). Ces mêmes auteurs ont montré des zones de concentration préférentielles telles qu'elles ont été observées pour les particules sphériques. Les conclusions de ces différentes études sont nombreuses et multiples. Ce que l'on retient essentiellement, pour notre étude qui porte sur les effets de forme, d'inertie et de croisement de trajectoires, sur les statistiques de dispersion se résume comme suit :

- la concentration des particules sphériques est beaucoup plus forte au en proche paroi. De plus, cette concentration évolue de façon non monotone en fonction de l'inertie ;
- dans la zone proche paroi, les particules inertes se concentrent préférentiellement dans les stries ayant une faible vitesse longitudinale ;
- l'effet d'inertie pure induit une diminution des fluctuations de vitesse des particules sphériques dans les directions normale et transversale à l'écoulement ;
- le gradient de vitesse dans la direction longitudinale induit des fluctuations de vitesse des particules supérieures à celles du fluide porteur ;
- l'inertie des particules sphériques n'induit aucune différence entre les fluctuations de vitesses angulaires des particules et celles du fluide vu pour les particules modérément inertes. En revanche, pour les particules de forte inertie, ces fluctuations augmentent pour la composante longitudinale alors qu'elles diminuent pour les composantes normale et transversale.

4.3.3 Particules ellipsoïdales et turbulence

Ces dernières années, on a observé un engouement pour l'étude du transport de particules non-sphériques, et spécifiquement de particules ellipsoïdales. Cependant, la configuration de l'écoulement n'est pas toujours la même. En effet, des études de la dispersion de particules ellipsoïdales ont été menées pour des écoulements laminaires de type Poiseuille (Feng *et al.* 1994), des écoulements de Couette (Feng *et al.* 1994, Qi & Luo, 2002, 2003) ou des écoulements dans des conduites cylindriques (Dearing *et al.* 2012). Zang *et al.* (2001) se sont intéressés au mouvement des particules ellipsoïdales dans un canal en se focalisant sur la déposition dans la zone dite de « sous-couche visqueuse » d'un écoulement turbulent homogène et isotrope. Dans ce manuscrit, on s'intéressera spécifiquement aux travaux relatifs à la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent. Récemment, après une étude statistique sur des particules sphériques, Mortensen *et al.* (2008) ont effectué des simulations numériques directes pour des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent en analysant, de façon analogue aux particules sphériques, les statistiques de dispersion des ellipsoïdes. De leurs analyses, il en ressort que la forme de la particule n'a pas d'effet significatif sur les statistiques de translation (moyennes, variances, covariance ...). Toutefois, pour les statistiques d'orientation, ils ont observé, que les ellipsoïdes allongés tendent à s'aligner dans la direction de l'écoulement moyen en proche paroi alors qu'il n'existe pas d'orientation préférentielle au centre du canal. De plus, un léger effet de forme est observé pour les fluctuations de la vitesse angulaire dans la direction transversale à l'écoulement, alors qu'il est plus prononcé pour les deux autres directions. Pour compléter les travaux Mortensen *et al.* (2008), Marchioli *et al.* (2010) se sont focalisés dans leurs simulations DNS sur des ellipsoïdes avec d'autres rapports d'aspect et d'autres temps de relaxation (voir le tableau 1.5). Cependant, ils se sont focalisés sur la zone dite « sous-couche visqueuse » pour laquelle ils ont observé un effet significatif de la forme sur la moyenne de la composante normale de la vitesse. De plus, ils ont confirmé les tendances observées par Mortensen *et al.* (2008) relatives aux orientations préférentielles, i.e., alignement des particules dans la direction longitudinale en proche paroi. Ultérieurement, Marchioli & Soldati (2013) se sont intéressés à l'effet de l'inertie sur le mouvement de rotation des ellipsoïdes comparativement au mouvement de rotation de la sphère dans la sous couche visqueuse. Après une analyse fine des moyennes et des fluctuations de la vitesse angulaire dans cette zone, ils ont montré que l'effet de

l'allongement des particules est significatif pour les particules à faibles inerties. Pour les particules de plus grandes inerties, l'allongement des particules induit un effet sur cette vitesse angulaire, uniquement dans les directions longitudinale et normale aux parois. Dans la même lignée que Marchioli & Soldati, Zhao *et al.* (2013) se sont intéressés aux effets d'inertie pour des ellipsoïdes très allongés $w=100$ sur les statistiques d'orientation en proche paroi. Bien que pertinentes et riches en information, ces études par simulation numérique directe se réfèrent aux modèles de forces et couple hydrodynamiques de Happel & Brenner (1965) et Jeffery (1922). Or, comme on l'a montré dans le chapitre (3) le modèle établi pour le régime de Stokes n'est pas valide pour des nombres de Reynolds particuliers proche et au-delà de l'unité. De même, le modèle de Jeffery (1922) a été discuté par Karnis *et al.* (1963, 1966). Ils ont observé que l'effet d'inertie devient significatif, induisant un couple différent du couple de Jeffery (1922) quand la condition $Re_p \ll 1$ n'est pas satisfaite, ce qui limite l'utilisation du couple de Jeffery (1922) à de très faibles nombres de Reynolds particuliers. De plus, dans ces différentes études, la taille des particules étudiées est souvent supérieure à l'échelle de Kolmogorov (voir la figure 4.5), ce qui outrepassé l'hypothèse des particules assimilées à des points. Dans toutes ces études, bien que l'écoulement soit turbulent, le nombre de Reynolds dans le canal reste modéré, ce qui permet d'effectuer des études par simulation numérique directe en un temps raisonnable. A noter également que ces études sont conduites sous l'hypothèse « one-way coupling », ce qui nous intéresse dans la présente étude.

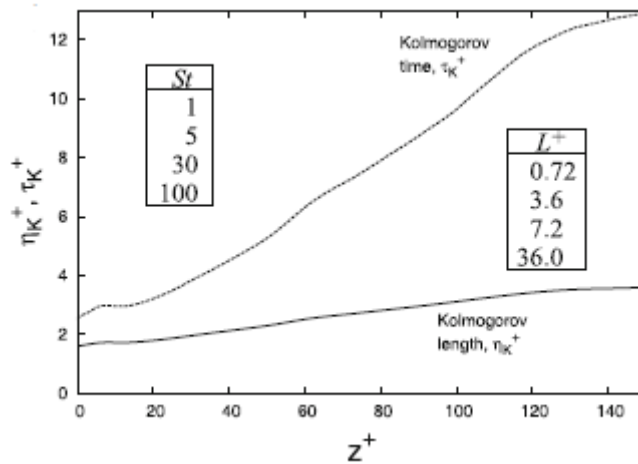


Figure 4.6 - Evolution des échelles spatiale (η_k^+) et temporelle (τ_k^+) de turbulence dans le canal. L^+ et $St \approx \tau_p^+$ représentent respectivement la taille des particules et le nombre de Stokes. Figure issue de Marchioli & Soldati (2013).

Pour des nombres de Reynolds plus élevés, les simulations DNS prennent un temps considérable d'où le recours aux simulations LES. En effet, dans certains travaux récents, le recours aux simulations LES/DPS permet de s'intéresser à des nombres de Reynolds plus élevés. De plus, l'optimisation du temps de calcul offert par ce type de simulations permet de prendre en compte non seulement l'interaction fluide-particule, mais aussi les interactions particule-fluide et particule-particule « four-way coupling ». C'est le cas de l'étude menée par Njobuenwu & Fairweather (2013, 2014) qui ont intégré les modèles de forces et couples hydrodynamiques proposés par Rosendahl (2000) et Yin *et al.* (2003) dans leurs simulations LES contrairement aux différentes études citées précédemment. Dans un premier temps, ils se sont intéressés aux mouvements de translation et de rotation d'une seule particule pour laquelle ils ont observé des différences dans les trajectoires et dans la période de rotation selon le rapport d'aspect, l'inertie et la position initiale. Par la suite, ils se sont focalisés sur le mouvement d'ensemble en établissant des statistiques de translation et de rotation. Cette étude montre que le mouvement de ces particules est en dehors du régime de Stokes d'où l'intérêt de l'utilisation des formulations empiriques nouvelles. Par ailleurs,

Chapitre 4 : Dispersion de particules solides dans un écoulement turbulent de canal (synthèse bibliographique)

la faible résolution spatiale du champ fluide n'a pas d'influence sur les statistiques des particules lorsque l'inertie est grande. En revanche, pour des particules avec une faible inertie, la faible résolution spatiale du champ fluide peut avoir un impact plus important, notamment, sur les statistiques de rotation des particules. La simulation avec un couplage « four-way coupling » a également été étudié par des simulations DNS/DPS. En effet, Zhao & Berend (2013) ont effectué des simulations DNS/DPS en considérant les interactions « four-way coupling » et en utilisant une nouvelle méthode de résolution du mouvement de rotation des particules (Zhao & Berend 2013). Leur intérêt s'est porté sur l'effet des particules sur le fluide pour lequel ils ont observé une dissipation de l'énergie cinétique turbulente lorsque le nombre de particules injectées est important. De plus, ils ont observé que les particules s'alignent avec l'écoulement en proche paroi alors qu'elles n'ont pas d'orientation préférentielle au centre du canal. Ceci implique que la prise en compte des interactions « four-way coupling » n'a pas d'influence notable sur les statistiques d'orientation des particules lorsque l'écoulement diphasique est modérément dense.

Afin de résumer les paramètres de simulations de ces différentes études de dispersion de particules dans un canal turbulent, on a regroupé les paramètres considérés pour le champ fluide dans le tableau (4.1) et les paramètres considérés pour les particules dans le tableau (4.2).

Tableau 4.1 - Paramètres des champs fluides

Auteurs	Re_τ	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$
Mortensen <i>et al.</i> (2008)	180	$6 h\pi \times 2 h \times 3 h\pi$	$192 \times 192 \times 192$
Marchioli <i>et al.</i> (2010)	150	$4 h\pi \times 2 h \times 2 h\pi$	$128 \times 129 \times 128$
Marchioli & Soldati(2013)	150	$4 h\pi \times 2 h \times 2 h\pi$	$128 \times 129 \times 128$
Zhao <i>et al.</i> (2014)	180	$6 h\pi \times 2 h \times 3 h\pi$	$192 \times 192 \times 192$
Zhao & Berend (2013)	150	$4 h\pi \times 2 h \times 2 h\pi$	$161 \times 171 \times 161$
Njobuenwu & Fairweather (2013)	300	$4 h\pi \times 2 h \times 2 h\pi$	$80 \times 81 \times 80$

Tableau 4.2 - Paramètres des particules

Auteurs	w	τ_p^+	Modèles de corrélations
Mortensen <i>et al.</i> (2008)	1, 3, 10	5, 30	
Marchioli <i>et al.</i> (2010)	1, 3, 10, 50	1, 5, 30, 50	Brenner (1965)
Marchioli & Soldati(2013)	1, 5, 30, 100	1, 3, 10, 50	et Jeffery (1922)
Zhao <i>et al.</i> (2014)	100	0.1, 1, 10	
Zhao & Berend (2013)	5	1, 3	
Njobuenwu & Fairweather (2013)	0.1, 1, 10	125	Ganser (1995) Rosendahl (2000) Yin <i>et al.</i> (2003)

4.4 Conclusion

Ce qu'il faut retenir principalement de ce chapitre :

- les études existantes sur la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent par simulation numérique directe s'intéressent à des nombres de Reynolds modérés $Re_\tau \leq 185$;
- étant donné le manque d'information sur les actions hydrodynamiques agissant sur ce type de particules en dehors du régime de Stokes, la littérature se réfère essentiellement aux modèles de Brenner (1965) et Jeffrey (1922) ;
- les études existantes se cantonnent, pour le moment, à l'étude des statistiques de translation et de rotation sur tout le canal, sans présence de forces extérieures.
- dans la majorité de ces études, la taille des particules dépasse la taille de la petite échelle spatiale de la turbulence η_k . De plus, la seule interaction considérée est celle du fluide sur la particule « one way-coupling » ;
- les conclusions concordantes de ces différentes études sont relatives à un effet négligeable de la forme sur les statistiques de translation ainsi que l'orientation préférentielle des particules dans la zone proche paroi.

Dans les chapitres suivants, le modèle de forces et couple hydrodynamiques établi dans le chapitre 1 sera utilisé à la place des modèles de Brenner (1965) et Jeffrey (1922) en dehors du régime de Stokes. Ainsi, nous étudierons les effets combinés de forme, d'inertie et de croisement de trajectoire sur les statistiques de dispersion (translation et rotation) où la taille des particules considérées sera de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. Cela sera effectué par des simulations de DNS couplé à un suivi lagrangien de particules ellipsoïdales qui tiennent compte du cas où le nombre de Reynolds particulaire peut être de l'ordre ou supérieur à l'unité.

Chapitre 5

L'outil DNS et son adaptation au suivi de particules non-sphériques

5.1 Introduction

Les travaux effectués sur la dispersion de particules ellipsoïdales au cours de cette thèse ont été réalisés à l'aide d'un code maison DNS/DPS. La partie fluide de la DNS a été codé par Orlandi (2000). Les droits d'accès à ce code ont été accordés à notre équipe de recherche en 1997. Dès lors, un module de suivi de particules a été ajouté pour mener de nombreux travaux de recherche sur le sur la dispersion de particules dans un écoulement turbulent anisotherme. Des validations de ce code tant pour le champ fluide que pour le suivi de particules sphériques ont été réalisées dans les thèses de Rambaud (2001) et Arcen (2006). Ainsi, dans ce présent travail, on s'attèle à étendre les capacités de ce code pour prendre en compte la non-sphéricité des particules, i.e., on s'intéresse non seulement à la trajectoire mais aussi à l'orientation. Le choix des particules se porte sur les particules ellipsoïdales, pour lesquelles on a proposé des corrélations pour estimer les actions hydrodynamiques (voir Partie I).

Dans ce chapitre, on propose de faire, en préambule, un bref rappel de l'historique du code DNS/DPS puis une présentation des principales modifications apportées à ce code dans le but d'étendre ses capacités à l'étude des particules ellipsoïdales. Enfin, les paramètres ainsi que les résultats des simulations numériques directes réalisées dans cette étude seront présentés et comparés avec des résultats de la littérature.

5.1.1 Champ fluide

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes fut implémentée en variables adimensionnées. Dans le but d'assurer la conservation volumique du débit, on opte pour l'utilisation d'adimensionnement par la vitesse débitante U_b , et la demi hauteur du canal δ , en ajoutant un terme $\mathbf{G}^*(G_x^*, 0, 0)$ aux équations de Navier-Stokes pour contrebalancer les pertes de charge. Ainsi, la mise en équation de l'écoulement dans un canal s'écrit en variables adimensionnées comme suit :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{u}^* &= 0, \\ \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \vec{u}^* \cdot \nabla \vec{u}^* &= -\nabla p^* + \frac{1}{Re_b} \Delta \vec{u}^* + \vec{G}^*. \end{aligned} \quad (5.1)$$

La discrétisation spatiale et temporelle de ces équations est réalisée grâce à un solveur DNS de second ordre (Orlandi, 2000). En effet, un schéma aux différences finies centrées du second ordre est utilisé pour la discrétisation spatiale alors que la discrétisation temporelle est réalisé grâce à un schéma semi-implicite où le terme non-linéaire est approché par un schéma explicite de type Runge-Kutta à trois sous-pas de temps, alors que le terme diffusif est résolu par un schéma de Crank-Nicolson. Les détails complémentaires relatifs à ces schémas sont reportés dans Verzicco & Orlandi (2000), Rambaud (2001) et Arcen (2006).

L'étude du champ fluide a été réalisée dans les travaux de thèse de Arcen (2006). En effet, une description statistique de l'écoulement fluide a été réalisée à l'aide des outils statistiques (moyennes et moments d'ordre supérieur) appliqués à la vitesse et à la pression.

5.1.2 Le suivi des particules

Le suivi de particules intégré initialement dans le code DNS/DPS considérait le seul cas des particules sphériques. Seul le mouvement de translation a été intégré dans le code. Ainsi, les deux équations résolues pour ce suivi sont l'équation de trajectoire et l'équation de quantité de mouvement dans laquelle les forces hydrodynamiques ne dépendent pas de l'orientation.

$$\frac{d\vec{X}_p}{dt} = \vec{v}_p \tag{5.2}$$

$$\rho_p V_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{gravité}} + \vec{F}_{\text{autres}}$$

Afin d'évaluer les forces hydrodynamiques, la connaissance de la vitesse du fluide à la position de la particule (vitesse vue) est nécessaire. En dehors des points de maillage, cette vitesse du fluide vu est estimée par une interpolation suffisamment précise de type Hermite. En revanche, la vitesse angulaire du fluide à la position de la particule est estimée grâce à une interpolation tri-linéaire.

5.2 Principales modifications apportées au code DNS

Les principales modifications apportées au code DNS/DPS sont relatives à la non-sphéricité des particules. Le caractère non-sphérique des particules ellipsoïdales implique que les forces hydrodynamiques agissant sur ces particules sont différentes selon leurs orientations. De plus, une force de portance non-négligeable apparaît, ce qui influence significativement le mouvement de translation. La résultante des forces de traînée et portance appliquée au centre de pression induit un couple de tangage additionnel au couple liée à la rotation du fluide, traduisant l'effet de la non-sphéricité. Il faut donc intégrer tous ces paramètres pour pouvoir traiter le cas des particules ellipsoïdales.

5.2.1 Cinématique

La description des mouvements de translation et de rotation nécessite trois systèmes de coordonnées. Le repère inertiel (o, x, y, z) le repère de translation (o', x', y', z') et le repère de rotation (o'', x'', y'', z'') .

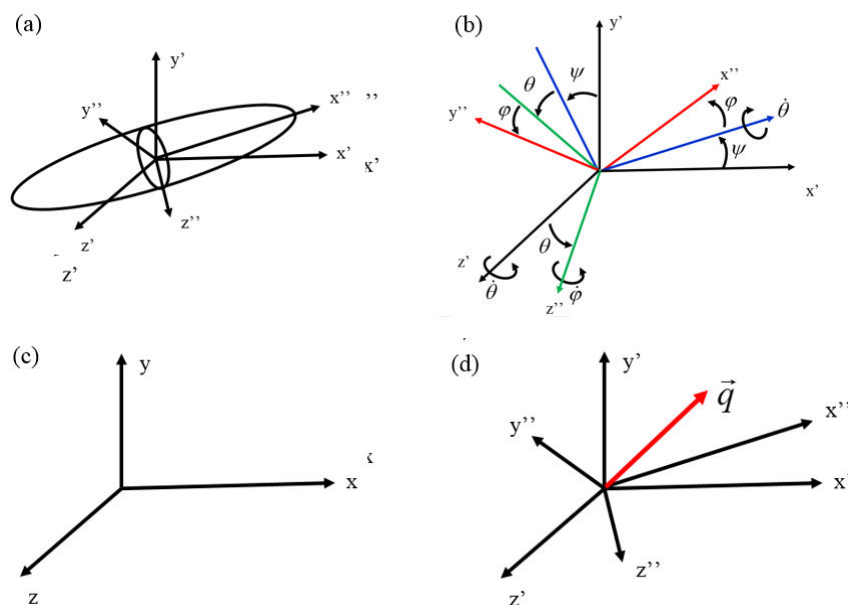


Figure 5.1 - Les différents repères nécessaires au suivi de la translation et de la rotation des particules.

Ce système de coordonnées permet de bien identifier l'orientation de la particule. Les angles d'Euler caractérisant les angles entre les axes principaux de l'ellipsoïde et le repère de translation permettent d'effectuer un transfert des coordonnées d'un repère à un autre :

$$\vec{X}'' = R_{Euler} \vec{X}' . \quad (5.3)$$

La matrice de passage est donnée par :

$$R_{Euler} = \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \sin \psi & \cos \psi \sin \varphi - \cos \theta \sin \varphi \sin \psi & \sin \psi \sin \theta \\ -\sin \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \cos \psi & -\sin \psi \sin \varphi - \cos \theta \sin \varphi \cos \psi & \cos \psi \cos \theta \\ \sin \theta \sin \varphi & -\sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \end{bmatrix} . \quad (5.4)$$

On peut facilement décrire la cinématique de la particule dès lors que, le centre de gravité ainsi que les angles d'Euler sont définis. Cependant, l'utilisation des angles d'Euler peut induire des problèmes de singularité « Gimbal lock ». En effet, dans le cas où les vitesses angulaires sont connues à un instant donné, on doit intégrer l'équation de la cinématique pour retrouver les angles d'Euler:

$$\begin{pmatrix} \omega_{x''} \\ \omega_{y''} \\ \omega_{z''} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ \sin \theta \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \cos \theta & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{\varphi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} . \quad (5.5)$$

Afin d'intégrer cette équation, on doit inverser la matrice et l'équation (Eq : 5.5) qui devient alors :

$$\begin{pmatrix} \dot{\varphi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\sin \psi}{\sin \theta} & \frac{\cos \psi}{\sin \theta} & 0 \\ \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ -\frac{\sin \psi \cos \theta}{\sin \theta} & -\frac{\cos \psi \cos \theta}{\sin \theta} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega_{x''} \\ \omega_{y''} \\ \omega_{z''} \end{pmatrix} . \quad (5.6)$$

On peut tout de suite remarquer la singularité qui apparaît aux dénominateurs lorsque l'angle $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ pour lesquels $\sin(\theta) = 0$ et où la solution de φ et ψ n'existe pas.

La solution de ce problème de singularité est obtenue par l'introduction de l'objet mathématique nommé « quaternion » établi par Hamilton (1943). Cet objet est formé d'une quantité scalaire (e_0) et d'un vecteur ($e_1\vec{i} + e_2\vec{j} + e_3\vec{k}$). Un quaternion constitue donc un nombre complexe formé par quatre composantes $q = e_0 + e_1i + e_2j + e_3k$, avec e_0, e_1, e_2 et e_3 des nombres réels i, j et k des coefficients imaginaires. Afin de mieux comprendre les opérations qu'on va présenter dans la suite de ce manuscrit, il est plus simple d'écrire cet objet comme un vecteur $\vec{q} = e_0 + e_1\vec{i} + e_2\vec{j} + e_3\vec{k}$ dans la base $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$. On peut écrire tous les vecteurs sous forme d'un quaternion sur la même base, par exemple : le vecteur vitesse $\vec{v} = [v_i, v_j, v_k]$ s'écrit tout simplement sous la forme d'un quaternion $\vec{v} = [0, v_i, v_j, v_k]$. Toutefois, il faut noter que les propriétés des opérations mathématiques appliquées aux quaternions n'est pas la même que celle qu'on peut appliquer à des vecteurs. A noter également que chacune des composantes de ce quaternion peut s'écrire en fonction des angles d'Euler (Eq : 5.7). Néanmoins, pour utiliser cet objet mathématique, une condition nécessaire et suffisante doit être, à savoir, le quaternion doit tout le temps rester unitaire.

$$\begin{aligned}
 e_0 &= \cos\left[\frac{1}{2}(\psi + \varphi)\right] \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
 e_1 &= \cos\left[\frac{1}{2}(\psi - \varphi)\right] \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
 e_2 &= \sin\left[\frac{1}{2}(\psi - \varphi)\right] \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) . \\
 e_3 &= \sin\left[\frac{1}{2}(\psi + \varphi)\right] \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
 e_0^2 + e_1^2 + e_2^2 + e_3^2 &= 1
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

A travers cet objet mathématique, il est possible de réécrire chacun des vecteurs (vitesse, vitesse angulaire, axe de révolution, etc.) et chacune des équations (mouvements de translation et de rotation) sans problème de singularité dans chacun des repères. Ceci peut se faire tout simplement par substitution de la matrice de passage par le quaternion pour l'une des équations. A titre d'exemple, pour transférer la vitesse angulaire $\vec{\omega}_p = [0, \omega_x, \omega_y, \omega_z]$ d'une particule définie dans le repère inertiel (o, x, y, z) vers le repère lié à la particule $\vec{\omega}_f = [0, \omega_{x''}, \omega_{y''}, \omega_{z''}]$, il suffit d'effectuer le produit suivant :

$$\vec{\omega}_p'' = \vec{q} \vec{\omega}_p \vec{q}^{-1} . \tag{5.8}$$

où $\vec{q}^{-1} = e_0 - e_1i - e_2j - e_3k$ est le conjugué du quaternion $\vec{q} = e_0 + e_1i + e_2j + e_3k$. Le transfert peut également être effectué dans le sens inverse, i.e., de (o', x'', y'', z'') vers (o, x, y, z) :

$$\vec{\omega}_p = \vec{q}^{-1} \vec{\omega}_p'' \vec{q} . \tag{5.9}$$

Sachant que l'orientation d'un objet peut évoluer dans le temps, il est donc nécessaire de retrouver pour chaque instant le quaternion correspondant à la rotation de l'objet. Pour retrouver les composantes du quaternion, il suffit de résoudre l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} de_0/dt \\ de_1/dt \\ de_2/dt \\ de_3/dt \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -e_1\omega_x'' - e_1\omega_y'' - e_3\omega_z'' \\ e_4\omega_x'' - e_3\omega_y'' + e_2\omega_z'' \\ e_3\omega_x'' + e_4\omega_y'' - e_1\omega_z'' \\ -e_2\omega_x'' + e_1\omega_y'' + e_4\omega_z'' \end{bmatrix} . \tag{5.10}$$

où $\vec{\omega}_p'' = [\vec{\omega}_x'', \vec{\omega}_y'', \vec{\omega}_z'']$ est la vitesse angulaire de la particule. Cette équation (Eq : 5.10) doit être résolue pour chaque pas de temps tout en conservant le caractère unitaire du quaternion. Satisfaire la condition d'un quaternion unitaire peut s'avérer très coûteuse en temps de calcul. Différentes méthodes existent pour la résolution de l'équation (5.10). Celles-ci ont été discutées et leurs performances ont été analysées dans les travaux de Zhao & Berend (2013). Dans le présent travail, on opte pour une résolution traditionnelle, i.e., l'équation (5.10) est résolue par un schéma Runge-Kutta à trois sous pas de temps tout en respectant la condition d'un quaternion $\vec{q} = [e_0, e_1, e_2, e_3]$ unitaire.

5.2.2 Dynamique

Avant de présenter les modifications apportées à la dynamique des particules, il convient de rappeler les choix décisifs relatifs aux modèles de forces et couples hydrodynamiques. Les

corrélations des forces et couples hydrodynamiques implémentés dans le code pour la prise en compte de la non-sphéricité des particules sont les corrélations données dans le tableau (3.7) pour les coefficients de traînée, de portance et du couple de tangage. Cependant, le choix de la corrélation à intégrer pour le coefficient du couple lié à la rotation du fluide n'est pas simple. En effet, le modèle de Jeffery (1922) est établi pour le régime de Stokes. Il est difficile à l'heure actuelle de situer la transition vers un régime non-linéaire pour connaître les limites de ce modèle. De plus, l'implémentation de ce modèle peut être très couteuse en temps de calcul pour des simulations où l'écoulement ne se situe pas forcément dans le régime de Stokes. On a, par conséquent, choisi de modéliser le couple lié à la rotation du fluide à travers son coefficient C_R , en utilisant la formulation de Rubinow & Keller (1965) étendue par Denis *et al.* (1980) jusqu'à $Re_{p\omega} < 10$ (voir le chapitre 1), soit :

$$C_R = \frac{16}{Re_{p\omega}}. \quad (5.11)$$

5.2.2.1 Mouvement de translation

La première modification est relative à l'implémentation des corrélations établies pour les coefficients hydrodynamiques dans le chapitre 3. Pour ce faire, il est nécessaire déterminer l'orientation (angle d'incidence) de la particule par rapport à la vitesse relative. Cet angle d'incidence est estimé à travers le produit scalaire de la vitesse relative et l'axe de révolution de l'ellipsoïde. Ainsi, la nouvelle équation résolue par le code est :

$$\rho_p V_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}}(Re_p, w, \alpha) + \vec{F}_{\text{portance}}(Re_p, w, \alpha) + \vec{F}_{\text{gravité}}. \quad (5.12)$$

Cette équation est résolue dans le repère inertiel. Or, les composantes du vecteur unitaire de l'axe de révolution de l'ellipsoïde sont connues dans le repère lié à la particule et s'écrit sous la forme d'un quaternion $\vec{a}'' = [0, 1, 0, 0]$. Il est donc nécessaire d'effectuer un transfert de ces composantes dans le repère inertiel $\vec{a} = [0, a_x, a_y, a_z]$:

$$\vec{a} = \vec{q} \vec{a}'' \vec{q}^{-1}, \quad (5.13)$$

5.2.2.2 Mouvement de rotation

Au même titre que le mouvement de translation, le mouvement de rotation est implémenté dans le code grâce à l'intégration des corrélations relatives aux coefficients du couple de tangage C_T et au couple lié à la rotation du fluide C_R . L'équation de conservation des moments est alors intégrée dans le repère lié à la particule pour retrouver les composantes de la vitesse angulaire pour chaque particule. Cependant, le couple de tangage étant estimé grâce à la vitesse relative et l'angle d'incidence, sa valeur est donc estimé dans le repère inertiel $\vec{T}_p = [0, T_x, T_y, T_z]$ d'où la nécessité du transfert de ce couple dans le repère lié à la particule $\vec{T}_p'' = [0, T_{x''}, T_{y''}, T_{z''}]$:

$$\vec{T}_p'' = \vec{q}^{-1} \vec{T}_p \vec{q}. \quad (5.14)$$

Par ailleurs, la vitesse angulaire du fluide à la position de la particule est estimée dans le repère inertiel $\vec{\omega}_f = [0, \omega_x, \omega_y, \omega_z]$. Le transfert de cette vitesse dans le repère lié à la particule

$\vec{\omega}_f'' = [0, \omega_{x''}, \omega_{y''}, \omega_{z''}]$ est donc nécessaire dans la résolution de l'équation de conservation des moments (Eq : 5.6):

$$\vec{\omega}_f'' = \vec{q}^{-1} \vec{\omega}_f \vec{q}. \quad (5.15)$$

Dès lors que les vitesses angulaires, le couple de tangage ainsi que le couple lié à la rotation du fluide sont bien transférés dans le repère lié à la particule, l'équation de conservation des moments peut être résolue :

$$\begin{cases} I_{x''} \frac{d\omega_{x''}}{dt} - \omega_{y''} \omega_{z''} (I_{y''} - I_{z''}) = T_{x''} \\ I_{y''} \frac{d\omega_{y''}}{dt} - \omega_{z''} \omega_{x''} (I_{z''} - I_{x''}) = T_{y''} , \\ I_{z''} \frac{d\omega_{z''}}{dt} - \omega_{x''} \omega_{y''} (I_{x''} - I_{y''}) = T_{z''} \end{cases} \quad (5.16)$$

où $I_{x''}, I_{y''}, I_{z''}$ sont les moments d'inertie de l'ellipsoïde selon ses axes principaux :

$$\begin{cases} I_{x''} = \frac{2a^2 \rho_p V_p}{5} \\ I_{y''} = \frac{(a^2 + b^2) \rho_p V_p}{5} , \\ I_{z''} = \frac{(a^2 + b^2) \rho_p V_p}{5} \end{cases} \quad (5.17)$$

alors que $T_{x''}, T_{y''}$ et $T_{z''}$ représentent la somme du couple de tangage et du couple lié à la rotation du fluide selon les axes principaux de l'ellipsoïde.

Afin de synthétiser la procédure du suivi lagrangien des particules implémenté dans le code, on présente un schéma récapitulatif dans la figure (5.2).

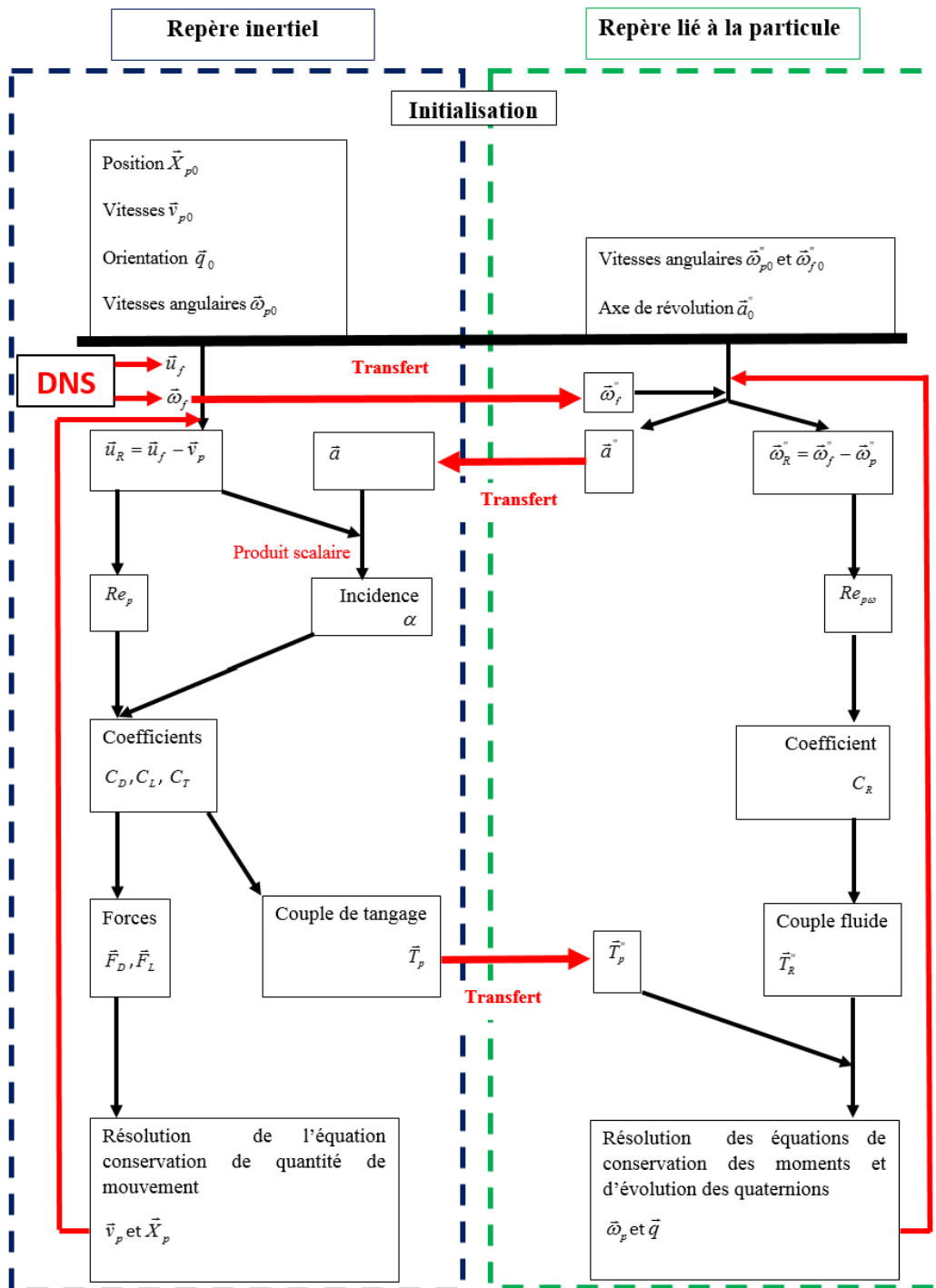


Figure 5.2 - Schéma de l'algorithme implémenté pour le suivi du mouvement des particules ellipsoïdales.

5.3 Validation des modifications

Afin d'asseoir la validité des modifications apportées au code dans le but de prendre en compte la non-sphéricité des particules (particules ellipsoïdales), nous avons procédé à différents tests. Pour ces tests, on considère le mouvement de translation en l'absence de mouvement de rotation, ainsi que sur le mouvement de rotation en l'absence de mouvement de translation pour une particule isolée. Cependant, il est difficile de valider le mouvement de translation et de rotation simultanément. A notre connaissance, il n'existe pas de travaux théoriques et/ou expérimentaux relatifs aux mouvements de translation et rotation simultanées pour un ellipsoïde allongé. Les rares

travaux relatifs à ce sujet s'intéressent uniquement la chute d'un disque ou d'un cylindre avec translation et rotation simultanées (Stringham *et al.* 1969, Sorensen *et al.* 2007, Chrust *et al.* 2013). C'est la raison pour laquelle la validation est faite pour une translation pure et pour une rotation pure.

5.3.1 Vitesse limite de chute d'un ellipsoïde dans un fluide au repos

Dans le but de valider le mouvement de translation pure, on choisit de traiter le cas d'un ellipsoïde en chute libre dans un fluide au repos sans prendre en compte le mouvement de rotation. Ainsi, la vitesse de chute finale est confrontée à la vitesse de chute théorique (Happel & Brenner 1965). On choisit uniquement deux angles d'incidences $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ pour lesquelles la portance et le couple de tangage sont intrinsèquement nuls, i.e, seules les forces de traînée et volumique sont non nulles. On considère un ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 5$ ayant comme dimensions les demi-axes $a = 0.05$ (m), $b = 0.01$ (m) et $c = 0.01$ (m). Théoriquement, la vitesse limite de chute de cet ellipsoïde dépend uniquement de la force de traînée et de la gravité :

$$v_g = \frac{|\rho_p - \rho_f| g d_p^2}{18 \mu_f K}, \quad (5.18)$$

Où ρ_f et ρ_p sont respectivement les masses volumiques du fluide et de la particule, μ_f , est la viscosité dynamique du fluide, d_p , est le diamètre de volume équivalent, g , est la gravité et K , est le facteur de correction de Brenner (Eq : 1.18).

Les résultats obtenus par le code sont confrontés à l'équation (Eq : 5.16) dans le tableau (5.1). On voit que l'écart relatif ne dépasse pas 0.2% ce qui veut dire qu'ils sont en très bon accord avec la théorie (Eq : 5.18)

Tableau 5.1 - Comparaison entre les vitesses de chute obtenues par les simulations et les résultats théoriques (Eq : 5.18)

Angles	v_g théorique	v_g simulation	Ecart relatif (%)
$\alpha = 0^\circ$	0.1170	0.1172	0.17
$\alpha = 90^\circ$	0.1555	0.1556	0.06

5.3.2 Rotation d'une particule ellipsoïdale

La validation du mouvement de rotation se fait sur la base de la résolution du système d'équations couplées (Eq : 5.10 et Eq : 5.16). Pour ce faire, on impose un couple pour lequel on connaît la vitesse angulaire analytique. Soit un ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 5$, en imposant un couple de composantes :

$$\text{tel que : } \begin{cases} T_{x''} = A_x C_x \exp(C_x t) - A_y A_z (I_{y''} - I_{z''}) [\exp(C_y t) - 1] [\exp(C_z t) - 1] \\ T_{y''} = A_y C_y \exp(C_y t) - A_z A_x (I_{z''} - I_{x''}) [\exp(C_z t) - 1] [\exp(C_x t) - 1], \\ T_{z''} = A_z C_z \exp(C_z t) - A_x A_y (I_{x''} - I_{y''}) [\exp(C_x t) - 1] [\exp(C_y t) - 1] \end{cases} \quad (5.19)$$

$$\begin{cases} A_x = 1; C_x = 4 \\ A_y = 2; C_y = 5 \\ A_z = 3; C_z = 6 \end{cases}$$

On obtient les composantes de la vitesse angulaire suivante :

$$\begin{cases} \omega_{x''} = A_x [\exp(C_x t) - 1] \\ \omega_{y''} = A_y [\exp(C_y t) - 1], \\ \omega_{z''} = A_z [\exp(C_z t) - 1] \end{cases} \quad (5.20)$$

Les simulations sont faites avec un pas de temps de $\Delta t = 10^{-4}$ (s) pour une durée $t = 0.5$ (s). Les résultats obtenus pour les composantes de la vitesse angulaire sont comparés aux résultats analytiques. Cependant, le quaternion résultant est compliqué à retrouver analytiquement. De ce fait, les composantes du quaternion obtenues sont comparées à la solution numérique obtenue par le logiciel Matlab.

La figure (5.3) montre une confrontation entre les résultats numériques des composantes de la vitesse angulaire avec la solution analytique (Eq : 5.20), ainsi que la confrontation entre les résultats obtenus pour le quaternion et la solution obtenue par le logiciel Matlab. On peut voir sur les figures (5.3.a et 5.3.b) que les vitesses angulaires ainsi que les composantes du quaternion sont bien estimées par notre simulation, ce qui signifie que le mouvement de rotation de l'ellipsoïde est bien reproduit par notre code de calcul. Ceci est vérifié par les écarts relatifs moyens de la vitesse angulaire $E_\omega = |\omega_{\text{simulation}} - \omega_{\text{théorie}}| 100 / \omega_{\text{théorie}}$ et du quaternion $E_q = |q_{\text{simulation}} - q_{\text{théorie}}| 100 / q_{\text{théorie}}$ qui sont respectivement de 0.12% et 0.5%.

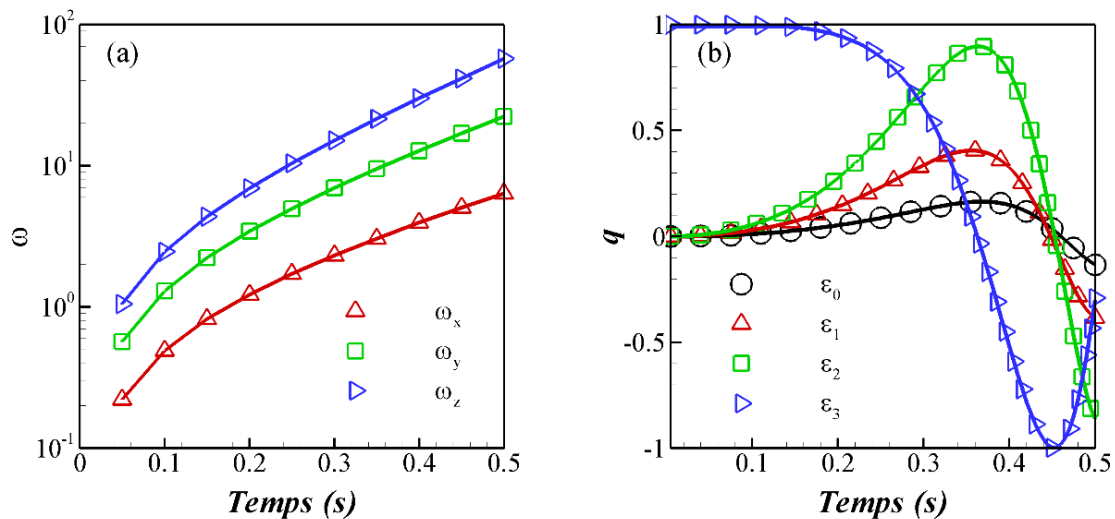


Figure 5.3 - Validation du mouvement de rotation. (a) : comparaison de la vitesse angulaire obtenue par la simulation (symboles) et la solution théorique (Eq : 5.18) (lignes continues). (b) : comparaison entre le quaternion obtenu par la simulation (symboles) et la solution obtenue par Matlab (lignes continues).

5.4 Configuration de l'écoulement de canal et propriétés statistiques

Avant de procéder à la simulation de la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent, il est nécessaire de présenter les propriétés de l'écoulement fluide concerné par cette étude. Il s'agit ici d'un écoulement turbulent dans un canal caractérisé par le nombre de Reynolds débitant $Re_b = U_b \delta / \nu = 2800$ correspondant $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 185$. Les dimensions du canal sont celles qui ont été utilisées dans la thèse de Arcen (2006) $(L_x, L_y, L_z) = (2.5\pi\delta, 2\delta, 1.5\pi\delta)$ où $\delta = 0.1$. La taille du domaine a été réduite par rapport aux études de (Kim *et al.* 1987, Moser *et al.* 1999). Cependant, l'adéquation de la taille du domaine a été vérifiée à travers l'étude de la décroissance des corrélations spatiales des fluctuations de vitesses (Arcen 2006). En revanche, afin de diminuer le temps de calcul, nous avons choisi de réduire le nombre de points de discrétisation par rapport aux travaux menés dans la thèse de Arcen (2006) dans les directions longitudinale et transversale $(N_x, N_y, N_z) = (129, 129, 161)$. Ces points sont répartis uniformément dans les directions longitudinale et transversale alors que dans la direction normale à la paroi, le maillage est resserré en proche paroi en utilisant une fonction de type tangente hyperbolique défini par :

$$y_v = \frac{\tanh(s(y_r - 0.5))}{\tanh(0.5s)}. \quad (5.21)$$

Où y_v représente la côte pour laquelle la composante normale de la vitesse v_y est définie (grille de vitesse décalée), $s = 2.8$ est le facteur de poids, alors que y_r est le découpage régulier de l'intervalle $[-1, +1]$ contenant 129 valeurs.

Toutefois, malgré la diminution du nombre de points de discrétisation, la résolution spatiale de cet écoulement reste suffisamment précise pour l'étude de la dispersion de particules ellipsoïdales. Il ne s'agit pas ici, de mener une étude DNS de l'écoulement avec une résolution spatiale très élevée à l'instar des études de Moser *et al.* (1999) par une méthode pseudo-spectrale (PS) ou celle de Vreman & Kuerten (2014) par les méthodes de différences finies (DF) et (PS), mais d'atteindre des résultats suffisamment précis pour un temps de calcul optimal.

Afin de minimiser les erreurs de calcul des plus petites échelles turbulentes, nous avons fixé, un $CFL = 0.5$ (Courant, Friedrichs et Lewy) ce qui induit un pas de temps de l'ordre de $\Delta t^+ \approx 0.085$, inférieur aux échelles de temps visqueuses (ν/u_τ) et de Kolmogorov (τ_k). Ainsi, afin d'examiner la qualité de nos résultats, nous comparons les résultats obtenus pour les propriétés moyennes et fluctuantes de la vitesse aux résultats de la littérature avec une résolution spatiale plus élevée. Ainsi, en fonction des résultats reportés dans la littérature, on confrontera nos résultats à ceux de Vreman & Kuerten (2014) obtenus par une méthode de différences finies alors que les résultats relatifs à la vorticité seront confrontés aux résultats obtenus par une méthode pseudo-spectrale issus de la même étude de Vreman & Kuerten (2014).

Tableau 5.2 - Caract risques des simulations de la présente étude ainsi que celle de Vreman & Kuerten (2014).

Auteurs	Re_τ	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Méthode
Verman & Kuerten (2014)	180	$4 h\pi \times 2 h \times 4/3 h\pi$	$384 \times 193 \times 192$	PS
Verman & Kuerten (2014)	180	$4 h\pi \times 2 h \times 4/3 h\pi$	$512 \times 256 \times 256$	DF
Nos simulations	185	$2.5 h\pi \times 2 h \times 1.5 h\pi$	$129 \times 129 \times 161$	DF

Remarque : dans la suite du document, sauf mention contraire, les résultats seront présentés en variables de paroi (suivies de l'exposant +). Les indices i et j prennent l'indice de la direction correspondante x, y et z , qui sont respectivement les directions longitudinale, normale aux parois et transversale, i.e., $i = x, y, z$ et $j = x, y, z$.

5.4.1 Propriétés moyennes et fluctuantes de la vitesse

Moyenne et écart type

La moyenne de chaque composante de vitesse est présentée dans la figure (5.4). Les profils des statistiques sont symétriques ou antisymétriques par rapport au centre du canal, on choisit alors de reporter uniquement les demi-profils en unité de paroi. Ces résultats sont confrontés aux résultats de Vreman & Kuerten (2014) obtenus avec une DNS dont la taille des mailles est environ deux fois plus petite que la présente DNS. On observe que nos résultats sont en bon accord avec les résultats de Vreman & Kuerten (2014) en proche paroi. Cependant, on note que la vitesse moyenne longitudinale $\langle u_x \rangle^+$ est sous-estimée par rapport aux résultats de Vreman & Kuerten (2014) pour $y^+ > 10$. La moyenne des autres composantes de la vitesse doit être nulle, ce qui est vérifié par notre simulation et celle de Vreman & Kuerten (2014).

Sur la même figure (5.4) à droite, nous avons reporté les écarts types pour chaque composante de vitesse. Ces écarts types correspondent à la racine carrée des composantes diagonales du tenseur de Reynolds $R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle^+$. Sachant que l'écoulement est statistiquement invariant dans les directions longitudinale et transversale et symétrique par rapport au plan ($y^+ = Re_\tau$), les termes $\langle u'_z u'_x \rangle^+$ et $\langle u'_z u'_y \rangle^+$ sont nuls alors que le terme $\langle u'_x u'_y \rangle^+$ est impaire. La comparaison avec les résultats avec ceux de Verman & Kuerten (2014) montre une légère surestimation de la composante longitudinale pour ($y^+ \geq 50$) alors que les composantes normale et transversale sont sous-estimées. Le maximum de la composante longitudinale du tenseur de Reynolds (intensité turbulent) est situé à $y^+ \approx 12.7$ ce qui correspond à la valeur retrouvé par Arcen (2006) et Kim *et al* (1987). En revanche, la valeur du maximum de l'intensité turbulente retrouvée par Verman & Kuerten (2014) est situé à $y^+ \approx 14.2$. D'un point de vue physique, ces résultats montrent que l'activité turbulente est beaucoup plus forte dans la zone $0 < y^+ < 50$ en comparaison avec la zone $y^+ \geq 50$. Cette zone $0 < y^+ < 50$ est également la zone où le tenseur de Reynolds $\langle u'_i u'_j \rangle^+$ est fortement anisotrope. Cette activité turbulente s'observe également sur la figure (5.5) qui reporte la contrainte turbulente de cisaillement $\langle u'_x u'_y \rangle^+$ comparés aux résultats de Vreman & Kuerten (2014). Les deux profils sont en très bon accord malgré une légère sous-estimation de nos résultats par rapport aux résultats Vreman & Kuerten (2014).

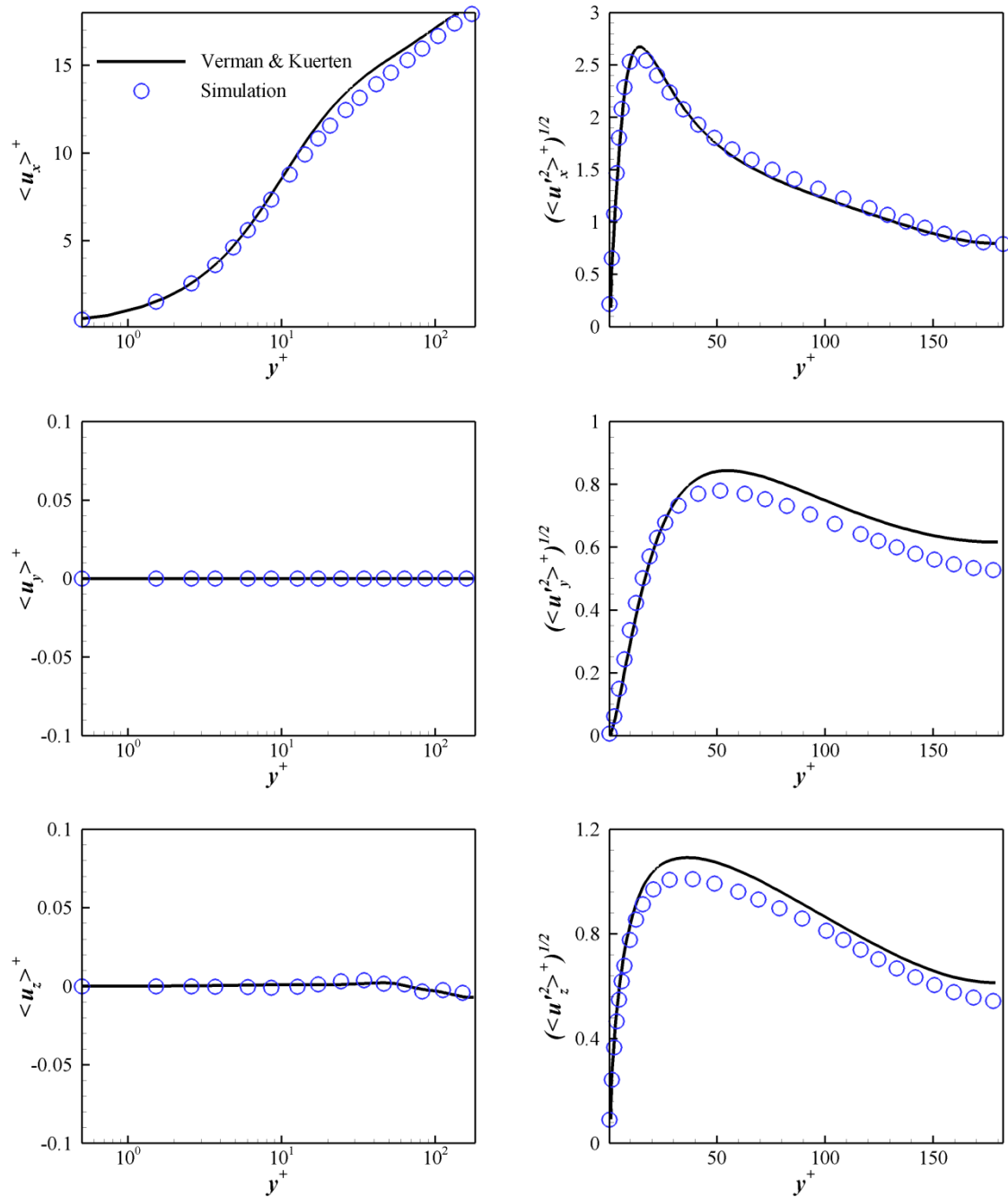


Figure 5.4 - Vitesses moyennes et intensités turbulentes comparées aux résultats de Vreman & Kuerten (2014).

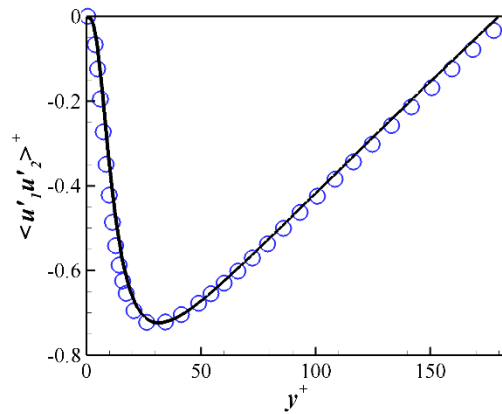


Figure 5.5 - Contrainte turbulente de cisaillement. Les résultats de notre simulation sont représentés par le symbole alors que les résultats de Vreman & Kuerten (2014) sont présentés par la ligne continue.

Moments d'ordre 3 et 4

Une bonne estimation des moments statistiques d'ordre 3 et 4 (coefficients de dissymétrie et d'aplatissement) nécessitent une résolution élevée (des mailles plus petites), en plus d'un nombre important de données. On peut prédire instinctivement que les résultats de nos simulations présenteront des écarts relativement importants par rapport aux résultats de la littérature.

Les coefficients de dissymétries $Ske(u_i^+)$ de chaque composante de vitesse sont reportés sur la figure (5.6.a). Comme on l'a présenté précédemment, ce coefficient sert, ici, à montrer le degré de dissymétrie de la distribution de vitesse. On peut constater dans un premier temps que le coefficient de dissymétrie dans la direction transversale est nul $Ske(u_z^+) = 0$. Ceci est imposé par la géométrie de l'écoulement, et pour satisfaire cette condition un nombre important de données doit être utilisé pour atteindre une convergence des statistiques. Les deux autres composantes longitudinale $Ske(u_x^+)$ et normale $Ske(u_y^+)$ sont non-nulles ce qui implique que u_x et u_y présentent une distribution complètement différentes d'une distribution gaussienne. Concernant la comparaison avec les résultats de Vreman & Kuerten (2014), notre simulation surestime légèrement la valeur du coefficient de dissymétrie $Ske(u_x^+)$ au centre du canal alors que cette surestimation est plus prononcée en très proche paroi $y^+ < 5$. Par ailleurs, le coefficient de dissymétrie $Ske(u_y^+)$ présente une allure complètement différente de nos résultats en proche paroi. Cette allure des résultats $Sku(u_y^+)$ de Vreman & Kuerten (2014) est similaire aux résultats de Moser *et al.* (1999). Dès lors, il est évident que notre estimation de $Sku(u_y^+)$ en très proche paroi n'est pas correcte.

Les coefficients d'aplatissement de chaque composante de vitesse $Fla(u_i^+)$ sont présentés sur la figure (5.6.b). De même que pour les coefficients de dissymétrie, une différence significative est observée entre les résultats de notre simulation et les résultats de Vreman & Kuerten (2014) pour les coefficients d'aplatissement en proche paroi. En effet, nos résultats surestiment les coefficients d'aplatissement $Fla(u_x^+)$ et $Fla(u_y^+)$ alors que $Fla(u_z^+)$ est sous-estimé. De plus, on note qu'en proche paroi la valeur de $Fla(u_z^+)$ peut atteindre 5 fois la valeur obtenue par la simulation DNS de Vreman & Kuerten (2014). Tel qu'il a été noté dans les travaux de Arcen (2006) ce niveau de précision est difficilement atteignable par un schéma aux différences finies de second ordre, et demande une excellente résolution spatiale. Au-delà de $y^+ = 5$ les résultats de notre simulation sont en très bon accord avec les résultats de Vreman & Kuerten (2014) et ce quelle que soit la composante de vitesse.

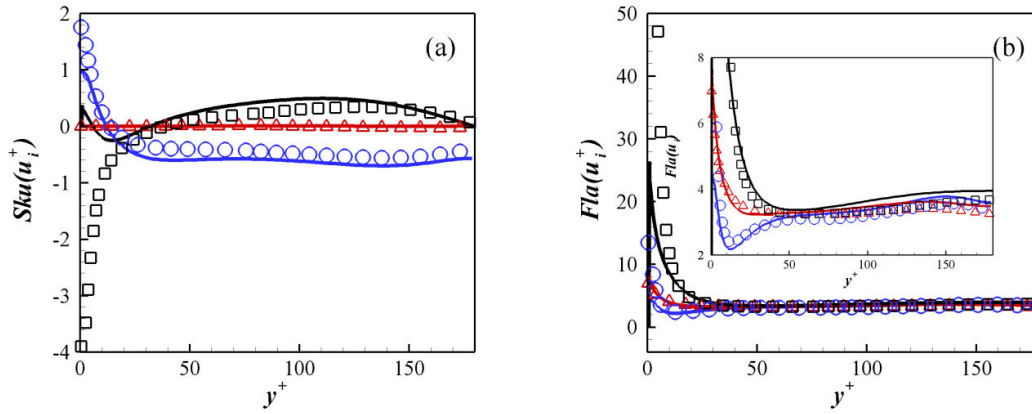


Figure 5.6 - Coefficients de dissymétrie (a) et d'aplatissement comparés aux résultats de Vreman & Kuerten (2014). Les symboles et les lignes continues représentent respectivement les résultats de notre simulation et les résultats de Vreman & Kuerten (2014).

5.4.2 Propriétés moyennes et fluctuantes de la vorticité

L'estimation de la vorticité ainsi que de sa fluctuation nécessite une bonne précision de la prédiction du champ de vitesse ainsi que de l'estimation des dérivées spatiales. Au même titre que les moments d'ordre 3 et 4, l'utilisation d'un schéma aux différences finies d'ordre 2 pour l'estimation de la vorticité peut induire des imprécisions. Sur la figure (5.7) nous reportons les composantes de la vorticité (5.7.a) ainsi que les écarts types (5.7.b) qui leur sont associés. Ces résultats ne sont pas reportés pour la DNS avec un schéma de différences finies dans Vreman & Kuerten (2014). De ce fait, nos résultats sont comparés aux résultats, obtenus par une méthode pseudo-spectrale, issus de la même étude de Vreman & Kuerten (2014). On peut observer que $\langle \Omega_z \rangle^+$ est la seule composante non-nulle de la vorticité présentant un maximum en proche paroi $\langle \Omega_z \rangle^+ = 1$. D'un point de vue quantitatif, la composante transversale de la vorticité est en très bon accord avec Vreman & Kuerten (2014) alors que les deux autres composantes normale et transversale sont nulles. Par ailleurs, les écarts types obtenus par nos simulations présentent des allures similaires aux résultats de Vreman & Kuerten (2014). On note un bon accord aussi bien d'un point de vue qualitatif que quantitatif. Cependant, on note une légère sous-estimation de la composante normale de l'écart type de la vorticité dans la zone proche paroi $y^+ < 50$. Jusqu'à présent, il nous est difficile de statuer sur l'origine de ces différences étant donné que Arcen (2006) a observé des écarts équivalents avec une résolution spatiale supérieure à la nôtre (taille de mailles plus petites).

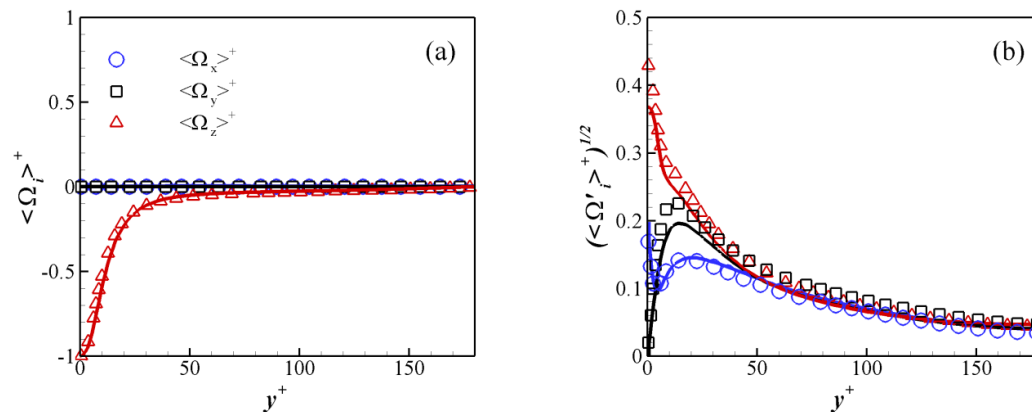


Figure 5.7 - (a) : Moyenne de la vorticité et (b) : Ecarts types de la vorticité. Les symboles et les lignes continues représentent respectivement les résultats de notre simulation et les résultats de Moser *et al.* (1999).

5.5 Conclusion

Ce chapitre 5 a été consacré à la présentation du code de calcul DNS/DPS. Nous avons fait un rappel historique des capacités du code tant pour la simulation numérique directe que pour le suivi des particules. Par la suite, nous avons présenté les principales modifications apportées au code pour traiter le cas des particules ellipsoïdales. Ces modifications ont été validées, à la fois pour le mouvement de translation que pour le mouvement de rotation, à travers des cas tests simples. Par ailleurs, l'écoulement turbulent dans un canal a été présenté à travers les statistiques des grandeurs caractéristiques que l'on a comparées aux résultats de la littérature. Les résultats obtenus sont relativement acceptables. Les écarts observés avec les résultats de la littérature sont relativement faibles pour qu'ils puissent avoir une influence significative sur l'étude de la dispersion des particules. Ainsi, on peut passer à l'étude de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent par la simulation numérique directe couplée à au suivi lagrangien de particules.

Chapitre 6

Etudes des effets couplés de la forme et de l'inertie en apesanteur

6.1 Présentation des paramètres des simulations

L'objectif de ce chapitre 6 est de simuler par DNS/DPS la dispersion de particules ellipsoïdales dans un canal turbulent. Les caractéristiques de la phase fluide sont celles que l'on a décrites dans le chapitre 5, i.e., le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement, $Re_\tau = 185$, alors que les dimensions du canal ainsi que le nombre de points de discrétisation sont respectivement $(L_x, L_y, L_z) = (2.5\pi\delta, 2\delta, 1.5\pi\delta)$ où $\delta = 0.1 m$ et $(N_x, N_y, N_z) = (161, 129, 129)$. Les particules auxquelles on s'intéresse dans cette étude sont caractérisées par les rapports d'aspect $w = 1, 3, 10$ ainsi que les temps de relaxation en unités de paroi, $\tau_p^+ = 1, 5, 30$ et 50 . Les dimensions des particules sont choisies en fixant la taille l'axe de révolution ($2a^+$) de sorte que la taille de celles-ci soit de l'ordre de l'échelle spatiale de Kolmogorov ($1.5 \leq \eta_k \leq 3.7$). En fixant les grandeurs w, τ_p^+ et $2a^+$, la seule grandeur variable est le rapport des densités entre la particule et le fluide ρ_p/ρ_f qui doit raisonnablement garder un sens physique soit, $\rho_p/\rho_f < 20000$. Ces grandeurs sont reportées dans le tableau (6.1).

Les simulations ont été réalisées en considérant les forces de traînée et de portance liée à la géométrie de la particule ainsi que le couple de tangage et le couple lié à la rotation du fluide. Par ailleurs, les méthodes numériques utilisées pour résoudre les équations de Navier-Stokes ainsi que les équations de la cinématique, de la dynamique de translation et de rotation sont celles que l'on a présentées dans le chapitre 5. Les particules sont réparties initialement de façon homogène dans le canal, alors que l'axe de révolution est aligné dans la direction longitudinale de l'écoulement. Concernant les conditions aux limites, on a utilisé des conditions périodiques. Toutes les particules qui sortent du canal dans la direction longitudinale et transversale sont réinjectées de l'autre côté du canal. De plus, une condition de rebond élastique (spéculaire) est appliquée aux parois. Celle-ci intervient dès lors que la distance entre le centre de masse de la particule et la paroi devient inférieure ou égale à la moitié du diamètre équivalent $d_p/2$.

Dans toutes les simulations, le nombre de particules injectées dans l'écoulement est de 300 000 particules sur une durée de $t^+ = 6526$. Le pas de temps utilisé dans la résolution des équations de la cinématique, de la dynamique de translation et de rotation est identique au pas de temps utilisé pour la résolution des équations de Navier-Stokes, i.e., le pas de temps est fixé par un $CFL = 0.5$ qui donne $\Delta t^+ \approx 0.085$ en unité de paroi. Par ailleurs, les statistiques de dispersion sont réalisées sur un intervalle de temps $t^+ \in [3278 - 6526]$, légèrement supérieure à l'intervalle de temps utilisé par Mortensen *et al.* (2008) qui est de $t^+ \in [2880 - 5760]$. De ces simulations, 32 variables instantanées (positions des particules, orientations des particules, vitesses du fluide vu et des particules, vitesses angulaires du fluide vu et des particules, forces et couples hydrodynamiques) sont extraites à chaque période tous les $200 * \Delta t^+$ pour chaque particule. Ces données brutes ont été poste-traitées par un code annexe qui permet de calculer différentes statistiques (moyenne, variance, covariance, corrélations triples, densité de probabilité ...) dont certaines seront présentées dans la suite de ce manuscrit.

Tableau 6.1 - Caractéristiques des particules

τ_p^+	w	ρ_p/ρ_f	$2a^+$	$2a$ (μm)
1	1	6.5	1.67	900
1	3	31	1.67	900
1	10	216	1.67	900
5	1	32	1.67	900
5	3	156	1.67	900
5	10	1079	1.67	900
30	1	195	1.67	900
30	3	938	1.67	900
30	10	6475	1.67	900
50	1	325	1.67	900
50	3	1563	1.67	900
50	10	10792	1.67	900

6.2 Concentration Préférentielle

Avant de passer à l'analyse quantitative *via* les paramètres statistiques définis précédemment (chapitre 4), on commence tout d'abord par une étude visuelle des effets d'inertie et de forme sur la distribution des particules dans la phase fluide. Cette technique permet de mettre en évidence « le phénomène de concentration préférentielle ». Cette méthodologie est utilisée depuis de nombreuses années (Maxey 1987, Eaton & Fessler 1994) pour montrer le caractère non-aléatoire de la distribution des particules. Dans le cas de particules solides en suspension dans un écoulement de turbulence non-homogène, des études ont montré que dans la zone proche paroi, ces particules se concentrent préférentiellement dans des zones particulières du champ fluide appelées « stries » caractérisées par une faible vitesse longitudinale (Pedinotti *et al.*, 1992, Wang & Squires 1996, Marchioli & Soldati 2002). Que cela soit pour les particules sphériques ou non-sphériques, des récentes études confirment ce comportement des particules (Mortensen *et al.*, 2008, Marchioli *et al.*, 2010).

Afin d'étudier la concentration préférentielle des particules dans l'écoulement, on présente la distribution instantanée des particules dans une tranche représentant la sous-couche visqueuse $1 < y^+ < 5$, pour tous les cas concernés par l'étude dans les figures (6.1, 6.2 et 6.3). Tout d'abord, on observe que la distribution des particules est différente selon l'inertie et ce pour tous les rapports d'aspect. En effet, pour une inertie faible ($\tau_p^+ = 1$), on constate que les particules ne présentent pas de regroupements flagrants dans des zones identifiables, ce qui implique que les particules sont très faiblement concentrées préférentiellement (répartition spatiale quasiment homogène dans tout le canal). Ceci peut être expliqué par le fait que les particules de faible inertie se comportent comme des traceurs passifs qui suivent des trajectoires quasi-identiques à celles des particules fluide. Dans le cas des particules avec des inerties modérées ($\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$), les particules présentent des regroupements nets ayant la forme de longues lignes. D'un point de vue physique, ces lignes formées par les particules se superposent quasi-parfaitement avec les zones du fluide ayant une faible vitesse longitudinale. Ces longues lignes sont également formées par les particules plus inertes $\tau_p^+ = 50$. Toutefois, on remarque que le nombre de particules suspendues aléatoirement en

dehors de ces grandes lignes est plus important que pour les cas $\tau_p^+ = 30$, i.e., la concentration préférentielle est plus faible pour $\tau_p^+ = 50$ par rapport à $\tau_p^+ = 30$. Ce comportement des particules à $\tau_p^+ = 50$ s'explique par la tendance des particules à avoir des trajectoires indépendantes de la phase fluide en raison de leur forte inertie. Ces observations relatives à l'évolution de la concentration préférentielle en fonction de l'inertie des particules sont valables quelle que soit la forme des particules. Par ailleurs, on peut nettement remarquer que le nombre de particules sphériques qui se situent dans cette tranche est largement supérieur au nombre de particules ellipsoïdales. Ceci contribue, en outre, à une augmentation du nombre de ligne de concentration préférentielle comme on peut l'observer sur ces figures (6.1, 6.2 et 6.3). Une quantification de ce nombre de particules s'impose alors afin de vérifier cette remarque.

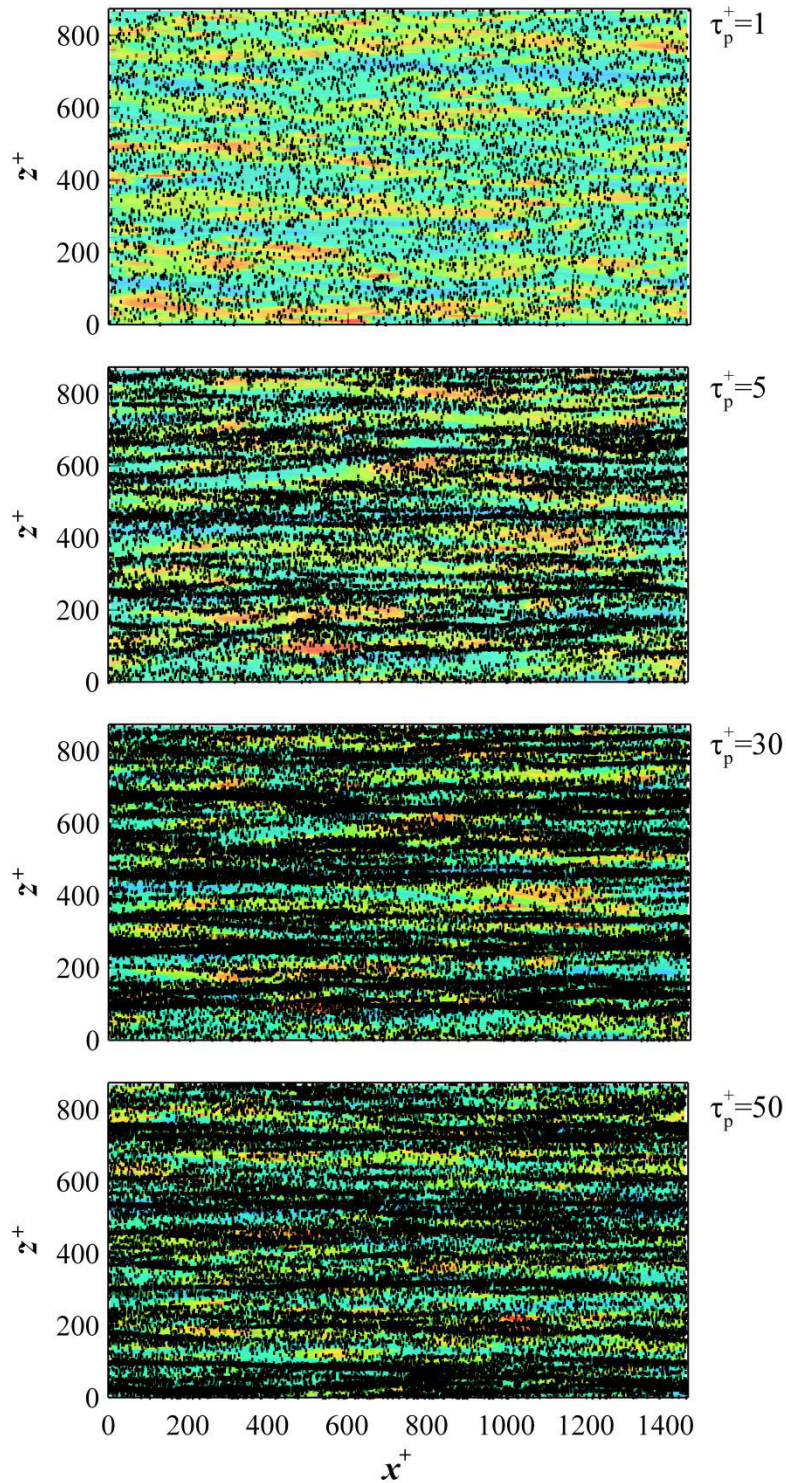


Figure 6.1 - Distribution instantanée des particules sphériques dans une tranche parallèle aux parois et située dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

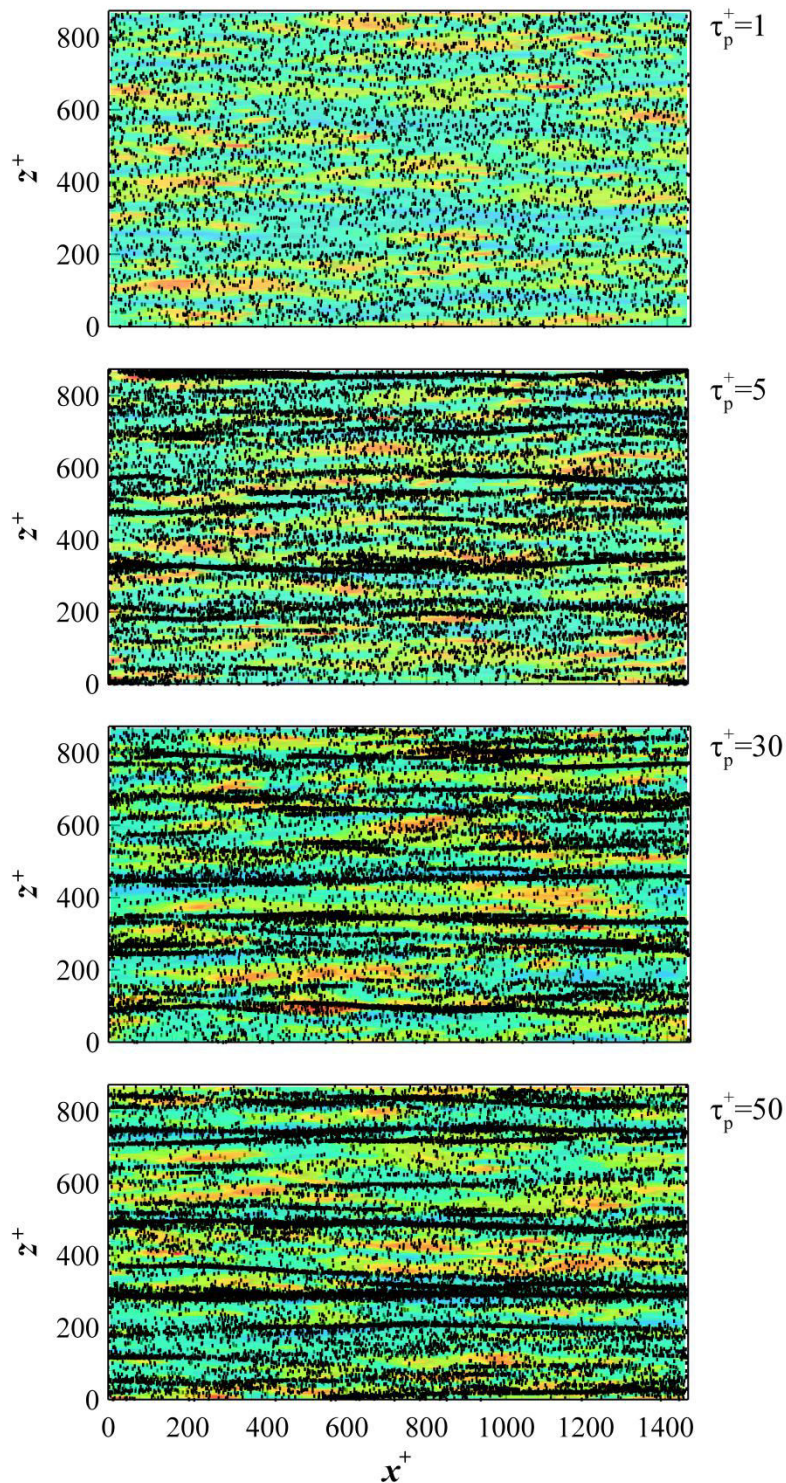


Figure 6.2 - Distribution instantanée des particules ellipsoïdales de rapport d'aspect $w=3$, dans une tranche parallèle aux parois et située dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

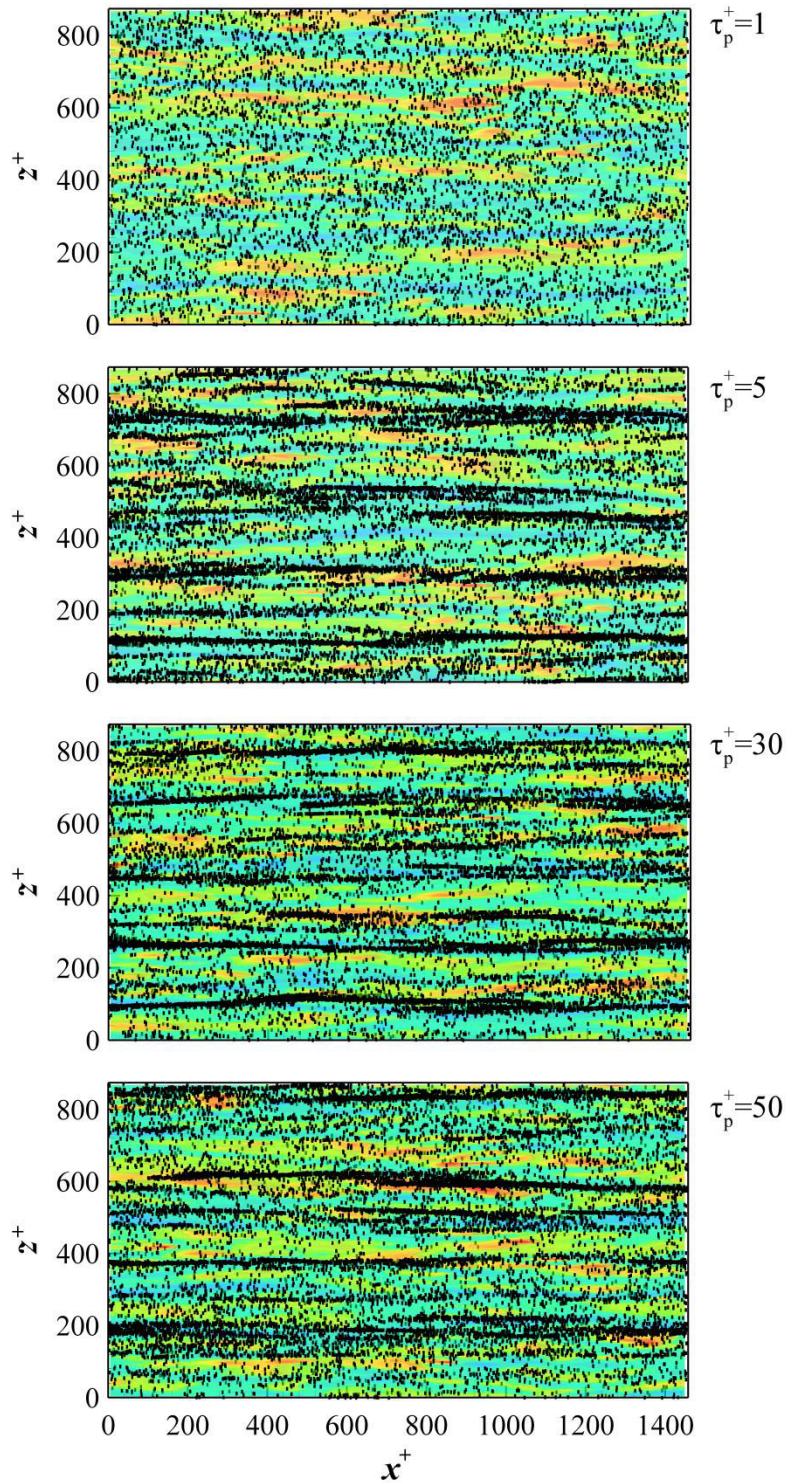


Figure 6.3 - Distribution instantanée des particules ellipsoïdales de rapport d'aspect $w=10$, dans une tranche parallèle aux parois et située dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

6.2.1 Concentration

Dans le but de quantifier la répartition des particules dans le canal, on reporte sur la figure (6.4) la moyenne temporelle de la concentration des particules pour tous les rapports d'aspect et pour chaque inertie. Il est compliqué de se référer à une moyenne de la concentration pour quantifier cette répartition des particules lorsque la phase dispersée n'a pas atteint un régime statistiquement stationnaire. En effet, les particules sont toujours en migration dans la direction normale aux parois, ce qui implique que la concentration varie au cours du temps. Néanmoins, on peut s'en servir pour analyser la tendance de la concentration de la phase dispersée. On définit ici la concentration comme la moyenne temporelle du rapport entre le nombre de particules situées dans chaque tranche de l'écoulement par unité de volume et le nombre de particules total dans le canal par unité de volume.

Sur la figure (6.4), on remarque dans un premier temps, que la concentration n'est pas uniforme dans le canal, i.e., la concentration suit une évolution globalement décroissante en fonction de la distance à la paroi et ce, quelles que soient la forme et l'inertie des particules. Dans un second temps, on remarque que pour les particules faiblement inertes, $\tau_p^+ = 1$, la variation de la concentration dans le canal n'est pas très importante, i.e., le rapport entre les concentrations maximale et minimale est inférieur 3, $C_p(\max)/C_p(\min) < 3$. Ceci n'est pas le cas pour les autres inerties $\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, pour lesquelles ce rapport $C_p(\max)/C_p(\min)$ peut atteindre une valeur de 1000. Cette évolution de la concentration dans le canal traduit une accumulation des particules en proche paroi. Cette accumulation est attribuée à la migration des particules des zones ayant une forte agitation turbulente vers les zones où cette agitation est plus faible. Ce phénomène de migration est communément connu sous le nom de « turbophorèse » (Reeks 1977). Par ailleurs, on constate que la forme des particules a un effet significatif sur la concentration. En effet, la concentration des particules sphériques est plus importante que celle des particules ellipsoïdales dans tout le canal à l'exception de la zone $0 < y^+ < 2$, pour laquelle la concentration des particules ellipsoïdales est plus importante que les particules sphériques. Cette évolution de la concentration dans la zone $0 < y^+ < 2$ est certainement due à la taille de la première tranche pour laquelle sont estimées les concentrations. En effet, la taille de cette tranche est inférieure au diamètre des sphères que l'on a étudiées, ce qui implique que les particules sphériques sont beaucoup plus susceptibles de rebondir sur la paroi, et donc de quitter la tranche pour se situer dans les tranches adjacentes. Les diamètres équivalents des particules ellipsoïdales sont, quant à eux, inférieurs à la taille de la première tranche $y^+ \leq 1$, ce qui permet d'avoir une plus forte concentration dans cette zone $0 < y^+ < 2$. L'écart entre les concentrations des particules sphériques et ellipsoïdales dans le reste du canal résulte d'une part, d'une compensation de la de la différence de concentration dans la zone $0 < y^+ < 2$, et d'autre part, de la force de portance qui s'applique sur les ellipsoïdes et qui est nulle pour les sphères.

Avant de passer à l'étude des statistiques de vitesses de ces différentes particules, il convient de vérifier notre hypothèse de départ qui stipule qu'il est nécessaire de prendre en considération le fait que les particules soient en dehors du régime de Stokes.

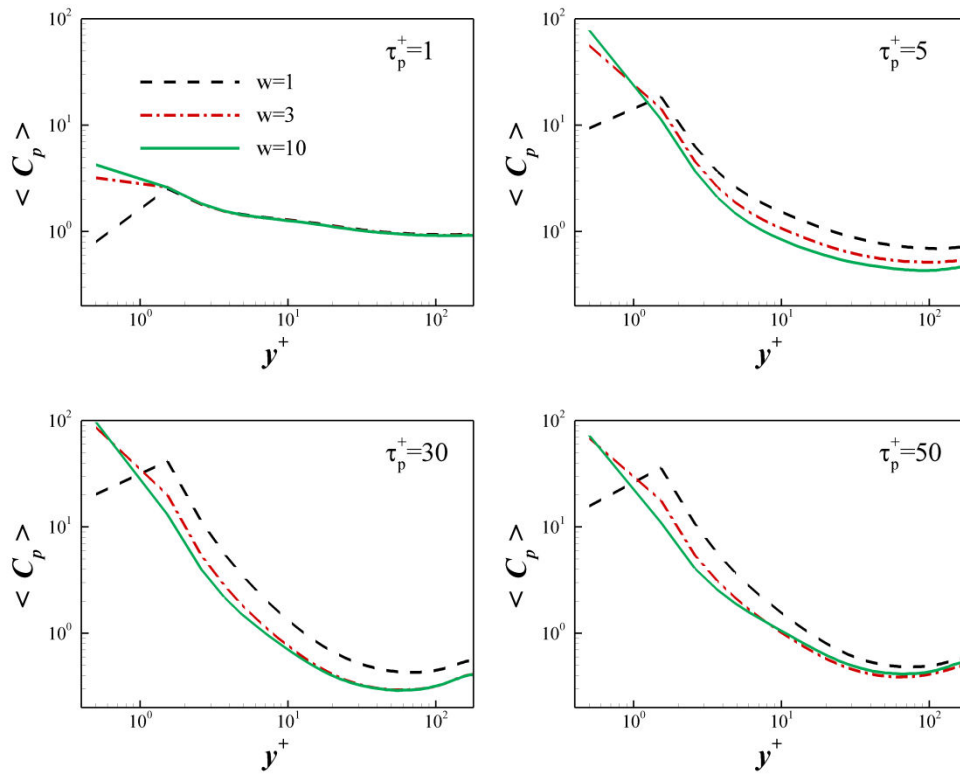


Figure 6.4 - Concentration moyenne de la phase dispersée $\langle C_p \rangle$ en fonction de y^+ .

6.3 Nombres de Reynolds

Afin de prédire le régime d'écoulement dans lequel se trouvent les particules, i.e., dans le régime de Stokes (linéaire) ou en dehors du régime de Stokes (non-linéaire), on a tracé sur les figures (6.5) la densité de probabilité (PDF) pour le nombre de Reynolds particulaire (translation) ainsi que pour le nombre de Reynolds angulaire (rotation). Cette densité de probabilité est calculée pour l'ensemble des particules dans le canal et pour la période de temps définie dans la section 6.1. La figure (6.5) montre que le nombre de Reynolds particulaire est souvent supérieur à 0.1, qui représente la limite communément reconnue pour le régime de Stokes. De plus, on constate que plus l'inertie est forte plus le nombre de particules qui sont en dehors du régime de Stokes est important. Ainsi, cette évolution du nombre de Reynolds en fonction de l'inertie confirme notre hypothèse de départ qui consiste à prendre en compte le régime non-linéaire. En revanche, comme le montre la figure (6.6), le nombre de Reynolds angulaire demeure inférieur à 0.1 pour la majorité des particules, quelle que soit leur inertie. Ceci, implique que l'utilisation de modèles théoriques pour les couples hydrodynamiques reste adéquate.

On peut désormais passer à l'étude des statistiques de dispersion pour les cas concernés par cette étude (voir tableau 6.1). Pour ce faire, notre analyse sera présentée en deux parties consacrées successivement aux statistiques de translations et de rotation.

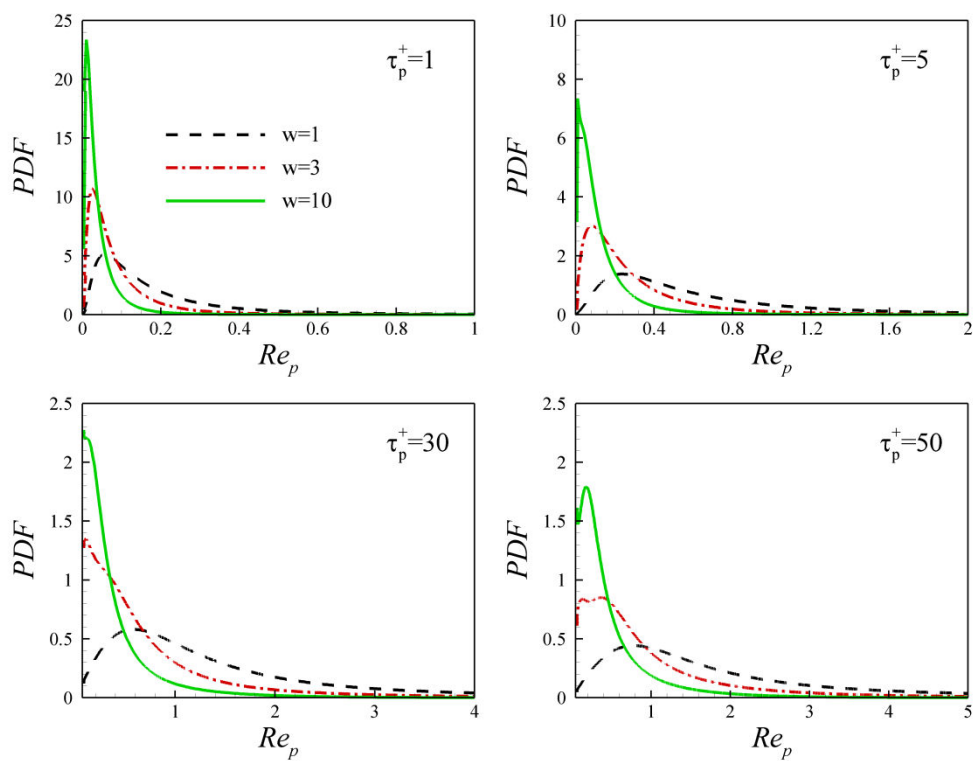


Figure 6.5 - PDF du nombre de Reynolds particulaire Re_p .

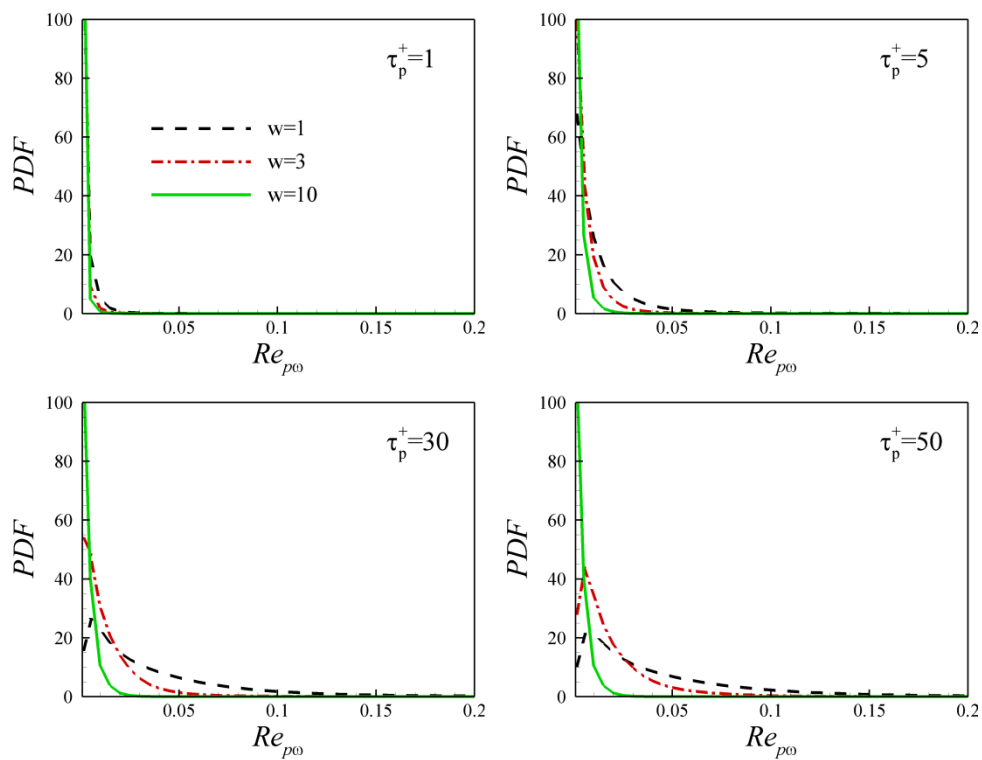


Figure 6.6 - PDF du nombre de Reynolds angulaire $Re_{p\omega}$.

6.4 Statistiques de translation

6.4.1 Moyenne de la vitesse

Vitesse moyenne longitudinale

La moyenne de la composante longitudinale de la vitesse du fluide et des particules est reportée sur la figure (6.7) pour tous les rapports d'aspect w , ainsi que pour toutes les inerties τ_p^+ . De même, on reporte pour cette composante, la moyenne de la vitesse du fluide vu (vitesse du fluide à la position de la particule notée $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$) sur la figure (6.8). Afin d'analyser les profils de la vitesse moyenne longitudinale on se propose de décomposer l'écoulement en trois zones distinctes :

- Zone $0 < y^+ < 5$:** dans cette zone on observe que la vitesse moyenne longitudinale $\langle v_{p,x} \rangle^+$ des particules sphériques est légèrement supérieure à celle du fluide $\langle u_x \rangle^+$ pour $0 < y^+ < 1.5$ et ce, quelle que soit l'inertie des particules. Ceci n'est pas le cas pour les particules ellipsoïdales qui présentent une vitesse moyenne longitudinale quasiment identique à celle du fluide à l'exception des particules de forte inertie $\tau_p^+ = 50$ pour lesquelles $\langle v_{p,x} \rangle^+ > \langle u_x \rangle^+$. Comme on peut le constater à partir de la figure (6.7), cet écart entre $\langle v_{p,x} \rangle^+$ et $\langle u_x \rangle^+$, dans cette zone $0 < y^+ < 1.5$, résulte tout simplement de l'écart qui existe entre la vitesse du fluide vu $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$ et celle du fluide $\langle u_x \rangle^+$ (figure 6.8), ce qui implique que toutes ces particules se comportent en moyenne comme le fluide « vu ». Dans la zone $1.5 < y^+ < 5$, cette vitesse $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est quasiment identique à celle du fluide $\langle u_x \rangle^+$ quel que soit le rapport d'aspect pour les particules faiblement inertes $\tau_p^+ = 1$, alors qu'elle est légèrement inférieure à la vitesse du fluide pour les particules ayant une inertie modérée $\tau_p^+ = 5$ et $\tau_p^+ = 30$. Pour les particules de forte inertie $\tau_p^+ = 50$, $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est légèrement supérieure à $\langle u_x \rangle^+$ pour toutes les particules. On remarque que cet écart s'accroît avec l'augmentation du rapport d'aspect. Cet écart entre $\langle v_{p,x} \rangle^+$ et $\langle u_x \rangle^+$ dans la zone $1.5 < y^+ < 5$ résulte d'un effet combiné de la forme et de l'inertie. En effet, comme on peut le constater sur la figure (6.8), la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$ reste inférieure à celle du fluide avec une accentuation pour les grandes inerties, quel que soit le rapport d'aspect. Le fait que la vitesse moyenne du fluide vu soit inférieure à celle du fluide pour les grandes inerties peut être lié directement au phénomène de concentration préférentielle. En effet, sur les figures (6.1, 6.2 et 6.3), on a constaté que les particules plus inertes ($\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$) se concentrent préférentiellement dans les zones de faible vitesse longitudinale et la vitesse moyenne le confirme dans cette zone $1.5 < y^+ < 5$ avec $\langle \tilde{u}_x \rangle < \langle u_x \rangle$ pour ces mêmes inerties et quel que soit le rapport d'aspect.
- Zone $5 < y^+ < 50$:** pour chacune des inerties, le profil de vitesse moyenne longitudinale $\langle v_{p,x} \rangle^+$ dans cette zone est quasiment identique pour toutes les particules (sphériques ou ellipsoïdales). De plus, cette vitesse moyenne des particules $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est faible par rapport à celle du fluide $\langle u_x \rangle^+$ à l'exception du cas $\tau_p^+ = 50$, dans la zone de transition entre la sous-couche visqueuse et la zone tampon $5 < y^+ < 8$, où $\langle v_{p,x} \rangle^+ \geq \langle u_x \rangle^+$ pour les particules ellipsoïdales. Ceci n'est pas lié à la

vitesse du fluide vu $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$ comme le montre la figure (6.8) dans laquelle on note que $\langle \tilde{u}_x \rangle^+ < \langle u_x \rangle^+$ dans toute la zone. Par ailleurs, on note que l'évolution de cette vitesse $\langle v_{p,x} \rangle^+$ en fonction de l'inertie τ_p^+ n'est pas monotone. En effet, en dehors de la zone $5 < y^+ < 8$, cette évolution est traduite par la relation suivante :

$$\langle v_{p,x} \rangle^+ | \tau_p^+ = 30 < \langle v_{p,x} \rangle^+ | \tau_p^+ = 5 < \langle v_{p,x} \rangle^+ | \tau_p^+ = 1 < \langle v_{p,x} \rangle^+ | \tau_p^+ = 50. \quad (6.1)$$

De même que pour la zone $0 < y^+ < 5$, on note l'existence d'un léger effet combiné de la forme et de l'inertie.

- **Zone** $50 < y^+ < 185$: Dans cette zone, nous n'observons aucun effet d'inertie et/ou de forme. En effet, la vitesse moyenne longitudinale est quasiment identique à celle du fluide porteur et ce, quels que soient le rapport d'aspect w et l'inertie des particules τ_p^+ . Ceci est également le cas pour la vitesse du fluide vu $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$, dont le profil se superpose avec celui de vitesse du fluide porteur $\langle u_x \rangle^+$.

Afin d'expliquer le comportement de ces particules dans les différentes zones, on recourt à l'estimation d'une variable nommée « vitesse de dérive » qui n'est autre que la moyenne des fluctuations de la vitesse du fluide à la position de la particule « fluide vu » $V_{d,i}^+ = \langle \tilde{u}_i - \langle u_i \rangle \rangle^+$. Cette variable $V_{d,i}^+$ a souvent été utilisée pour interpréter l'allure des vitesses moyennes longitudinales (Soldati 2003, Arcen 2006, Mortensen *et al.*, 2008, Marchioli *et al.*, 2010). De plus, cette variable sert à détecter des zones de concentrations préférentielles par le biais du signe de cette vitesse et l'importance de cette concentration à travers la position de l'extremum de cette vitesse. Cette vitesse de dérive correspond pour nous à une signature statistique de la concentration préférentielle. En effet, on peut en déduire d'une vitesse de dérive longitudinale négative que les particules se concentrent préférentiellement dans des zones présentant des fluctuations négatives de la vitesse du fluide et vice-versa.

Sur la figure (6.9) on reporte cette vitesse de dérive longitudinale $V_{d,x}^+$ pour tous les rapports d'aspect w et toutes les inerties τ_p^+ étudiés. Dans un premier temps, on peut remarquer que la vitesse de dérive est globalement négative dans la zone $0 < y^+ < 50$, puis devient positive au-delà de $y^+ = 50$, quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules. Cet effet $V_{d,x}^+ < 0$ s'avère moins important pour les particules de faible inertie $\tau_p^+ = 1$, alors qu'il est plus prononcé pour les particules plus inertes $\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$, et $\tau_p^+ = 50$. Toutefois, l'évolution du minimum de la vitesse de dérive en fonction de l'inertie de la particule n'est pas monotone, i.e., $V_{d,x}^+ | \tau_p^+ = 5 < V_{d,x}^+ | \tau_p^+ = 30 < V_{d,x}^+ | \tau_p^+ = 50 < V_{d,x}^+ | \tau_p^+ = 1$. Par ailleurs, on constate que le minimum de la vitesse de dérive $V_{d,x}^+$ est quasiment situé à la même distance par rapport à la paroi $y^+ \approx 10$, quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules. En outre, on note un effet de forme significatif sur la vitesse de dérive pour $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, qui se traduit par une différence entre le minimum de chaque vitesse de dérive. Toutefois, cet effet semble avoir une évolution non monotone selon l'inertie. En effet, la valeur absolue du minimum de la dérive diminue significativement avec l'augmentation du rapport d'aspect pour $\tau_p^+ = 30$. Ceci reste vrai pour $\tau_p^+ = 50$ et $w=10$, alors que pour $w=3$ ce minimum est quasi-identique à celui des particules sphériques. Cette vitesse de dérive négative, dans la zone proche paroi, implique que les particules

traversent dans zones où la vitesse du fluide vu est inférieure à celle du fluide, ce qui explique que la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu soit inférieure à celle du fluide (voir les figures 6.8). Par ailleurs, l'évolution de cette vitesse de dérive longitudinale en fonction de l'inertie confirme nos observations concernant le phénomène de concentration préférentielle. Loin de la paroi $y^+ > 50$, la vitesse de dérive devient plus faible et positive, ce qui résulte du fait que les particules se trouvent dans des zones fluide ayant de faibles fluctuations positives de la vitesse moyenne longitudinale. Ceci est en accord avec les profils de la vitesse moyenne (figure 6.8) qui montrent que la vitesse du fluide vu est de l'ordre ou légèrement supérieure à celle du fluide quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules.

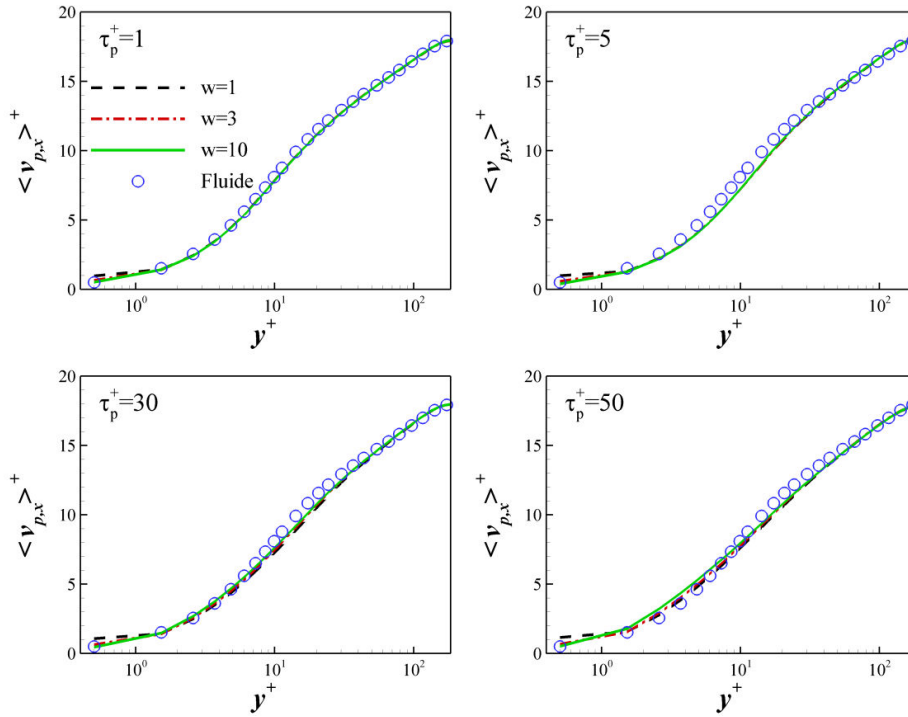


Figure 6.7 - Vitesses moyennes longitudinales du fluide porteur et des particules.

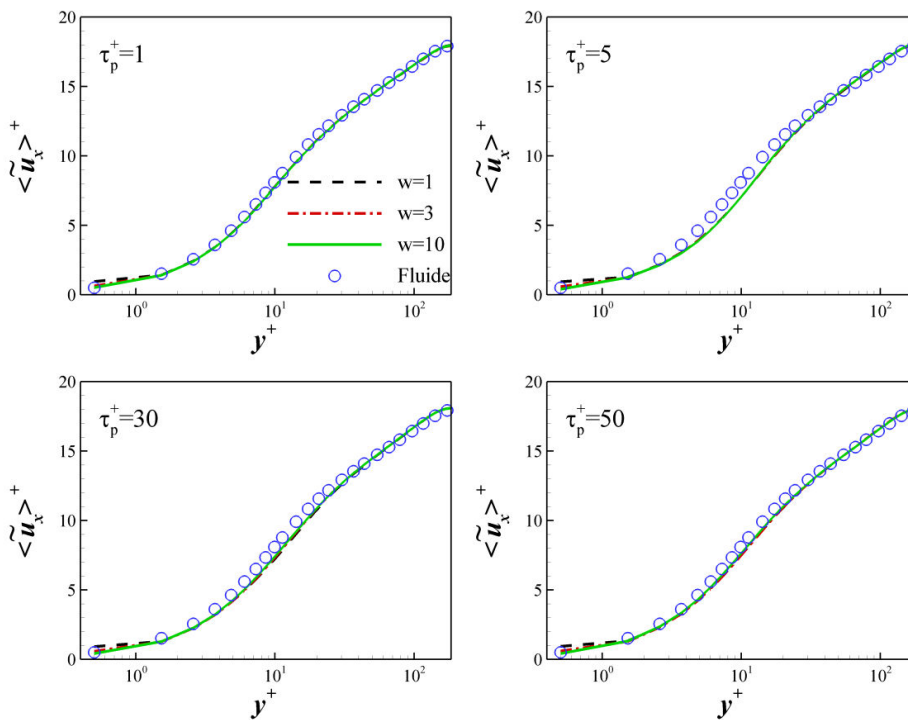


Figure 6.8 - Vitesses moyennes longitudinales du fluide porteur et du fluide vu par les particules.

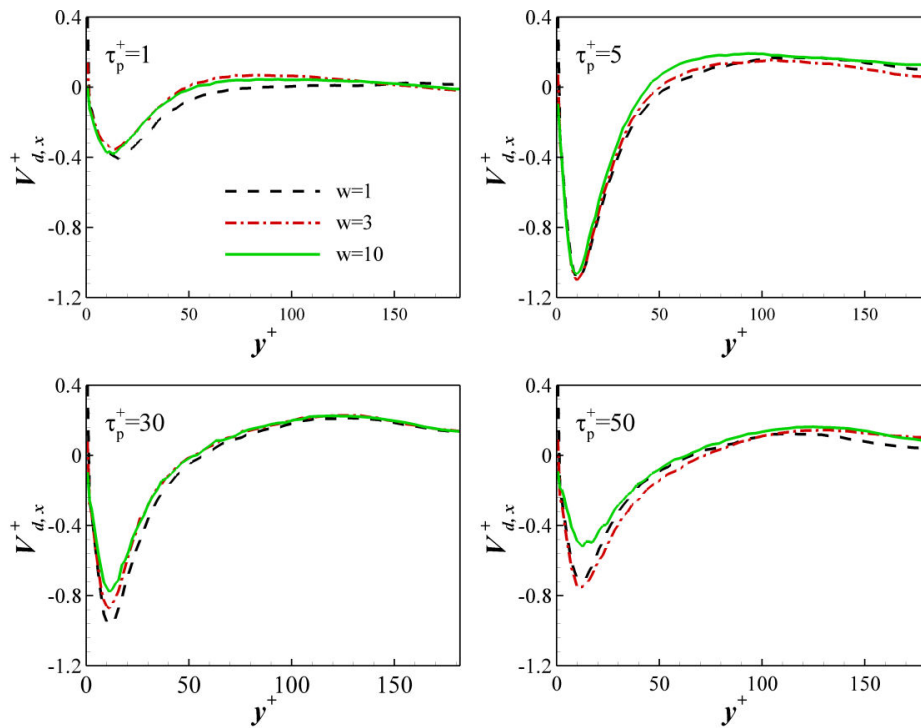


Figure 6.9 - Vitesse moyenne de dérive longitudinale.

Vitesse moyenne normale aux parois

Sur la figure (6.10), on reporte la moyenne de la vitesse normale aux parois $\langle v_{p,y} \rangle^+$ que l'on compare par rapport à celle du fluide porteur $\langle u_y \rangle^+$, pour tous les rapports d'aspect et pour chaque inertie. Comme on l'a vu dans le chapitre 5, la vitesse moyenne normale à la paroi du fluide doit être nulle. A noter que la vitesse moyenne des particules n'est nulle sur tout le canal que lorsque la phase dispersée a atteint un régime statistiquement stationnaire. La figure (6.10) montre que cette condition n'est pas satisfaite, ce qui implique que la phase dispersée n'a pas atteint ce régime. En effet, on constate que cette vitesse est négative et s'éloigne de la valeur nulle avec l'augmentation de l'inertie et ce, quel que soit le rapport d'aspect. Une telle allure de la vitesse moyenne normale aux parois mène à penser que le nombre de particules qui se dirigent vers la paroi est plus important que celui des particules qui se dirigent vers le centre du canal. Ceci ne peut être déduit directement à partir d'une telle allure, pour la simple raison qu'il est possible qu'un petit nombre de particules migrants vers la paroi avec une vitesse grande vitesse peut contrebalancer le grand nombre de particules qui se dirigent vers le centre du canal avec une vitesse plus faible. L'analyse de la vitesse de dérive normale aux parois peut nous éclairer sur cette migration des particules (voir la figure 6.11). En effet, on constate que $V_{d,y}^+$ présente des valeurs positives dans la zone $y^+ < 50$, et des valeurs négatives dans la zone $y^+ > 50$. Ceci implique que les particules situées dans la zone $y^+ < 50$ sont beaucoup plus susceptible de se diriger vers la zone $50 < y^+$ et vice-versa. Or, comme on le voit sur les profils des concentrations (figure 6.4) le nombre de particule est beaucoup plus important dans la zone $y^+ < 50$ par rapport à la zone $y^+ > 50$. De ce fait, on en déduit que le flux de particules qui se dirigent vers le centre du canal est plus important que celui des particules se dirigeant vers la paroi. A noter que dans le cas des particules sphériques, ce processus migration des particules vers la paroi ou vers le centre du canal ainsi que l'accumulation de ces dernières en proche paroi ont été analysés dans de nombreux travaux (Rousson & Eaton., 2001, Marchioli & Soldati., 2002, Piccioto *et al.*, 2005).

Par ailleurs, il est bien connu (Marchioli & Soldati., 2002, Arcen 2006)que la concentration préférentielle des particules sphériques est fortement corrélée aux évènements turbulents $u'_x u'_y < 0$, ce qui implique que les vitesses de dérives longitudinale et normale soient de signes opposés. En analysant les deux figures (6.9 et 6.11), on constate que ces deux composantes de la vitesse de dérive sont également de signes opposés. On peut alors en conclure que la vitesse de dérive est induite par le même phénomène que pour les particules sphériques, i.e., le phénomène de concentration préférentielle.

Synthèse :

En résumé, on retient que dans la sous-couche visqueuse, les particules se comportent en moyenne comme le fluide en très proche paroi $1.5 < y^+ < 5$. Cependant, on note qu'un léger effet de forme apparaît pour une forte inertie $\tau_p^+ = 50$. Cet effet de forme persiste jusqu'à $y^+ \approx 10$ atteignant ainsi la zone tampon. Au-delà de $y^+ \approx 10$, aucun effet notable de la forme n'est noté. Par ailleurs, on remarque un léger effet en lien avec l'inertie pour toutes les particules qui se traduit par une différence entre la vitesse moyenne longitudinale des particules et la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu pour $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$ dans la zone $1.5 < y^+ < 10$. D'autre part, la différence entre l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu et celle du fluide a été reliée au phénomène de concentration préférentielle, cela a été également confirmé à partir de la vitesse de dérive longitudinale. Celui-ci met en évidence que les particules se trouvent dans des zones de fluctuations négatives de la vitesse longitudinale pour $y^+ < 50$, alors qu'elles se positionnent dans des zones où le fluide est caractérisé par des fluctuations positives de la vitesse longitudinale pour $y^+ > 50$.

Par ailleurs, la vitesse moyenne normale aux parois nous montre que la phase dispersée n'a pas atteint un régime statistiquement stationnaire pour les particules les plus inertes ($\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$). Néanmoins, l'analyse de sa vitesse de dérive montre que les particules se trouvent dans des zones de fluctuations positives de la vitesse normales pour $y^+ < 50$, et de fluctuations négatives de la vitesse normale aux parois pour $y^+ > 50$. L'analyse conjointe des deux composantes de la vitesse de dérive (longitudinale et normale aux parois) témoigne que la concentration préférentielle des particules reste caractérisée par la même signature statistique qu'elles soient sphériques ou ellipsoïdales.

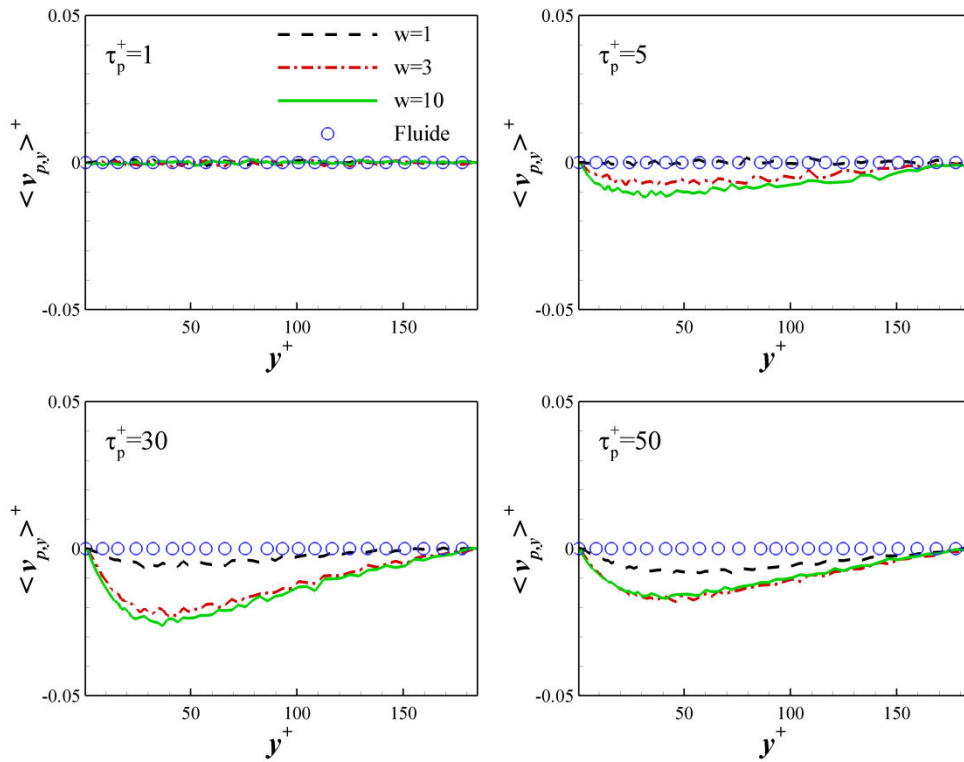


Figure 6.10 - Vitesse moyenne normale à la paroi du fluide porteur et des particules.

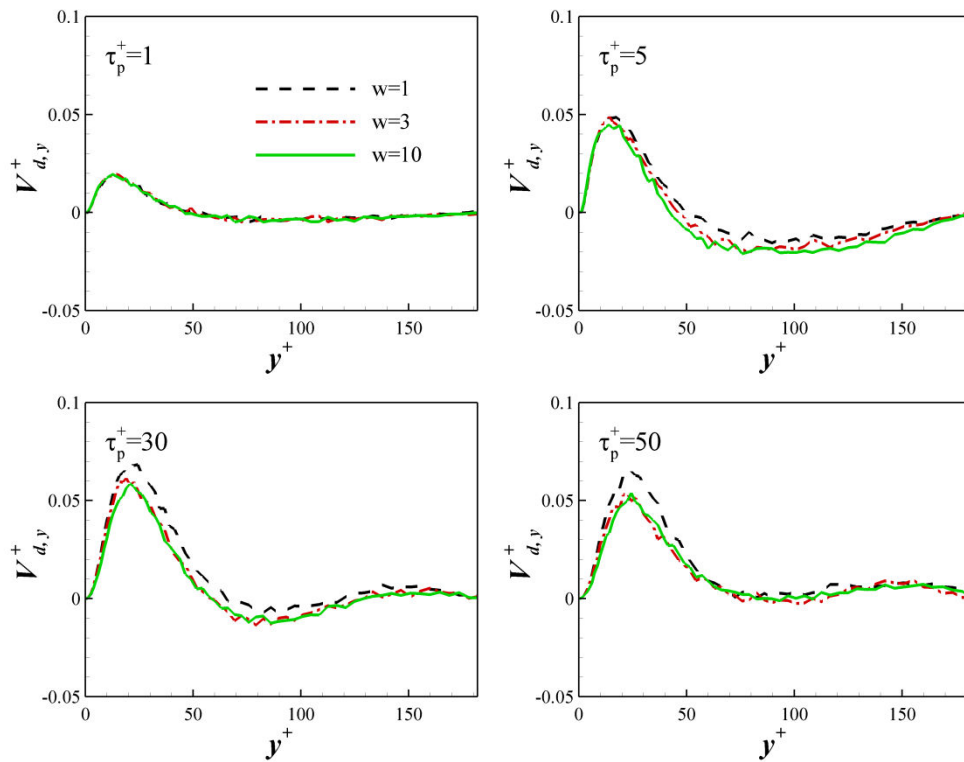


Figure 6.11 - Vitesse de dérive normale à la paroi.

6.4.2 Écarts types de la vitesse

Les écarts types $\left(\langle v_{p,i}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ de chaque composante de la vitesse des particules sont reportés dans les figures (6.12, 6.14, 6.16) pour tous les rapports d'aspect et toutes les inerties concernés par cette étude. Toujours dans la même optique de déterminer l'origine des évolutions qui peuvent

apparaître, on reporte également l'écart type de chaque composante de la vitesse du fluide vu $\left(\langle \tilde{u}_{p,i}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ comparé à celui du fluide $\left(\langle u_{p,i}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ dans les figures (6.13, 6.15, 6.17). Cette variable statistique nous permet d'étudier l'agitation des particules par rapport à l'agitation du fluide vu ainsi celle du fluide porteur.

Nous observons dans un premier temps que l'influence de l'inertie est différente selon la composante de vitesse. En effet, dans la direction longitudinale, on constate que l'inertie a un effet significatif, i.e., évolution non monotone de l'écart type de la vitesse longitudinale $\left(\langle v_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ en fonction de l'inertie dans la zone $0 < y^+ < 50$, alors que la modification de cet écart type est faible dans le reste du canal. Concernant les composantes normale $\left(\langle v_{p,y}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ et transversale $\left(\langle v_{p,z}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$, l'écart type diminue pour toutes les particules quand l'inertie augmente. Cependant, dans la zone $y^+ < 4$, les particules ellipsoïdales présentent un écart type $\left(\langle v_{p,y}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ qui augmente légèrement avec l'augmentation de l'inertie. Avant de s'intéresser à l'évolution de cet écart type dans le canal pour chaque rapport d'aspect, commençons tout d'abord par l'explication de la différence, nettement, apparente entre la composante longitudinale et les composantes normale et transversale.

Concernant la composante longitudinale $\left(\langle v_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$, l'explication que l'on apporte à la supériorité de l'agitation $\left(\langle v_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ par rapport celle du fluide $\left(\langle u_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ réside dans l'analyse de l'intensité turbulente du fluide vu reporté sur la figure (6.13). En effet, cette figure (6.13) montre que l'intensité turbulente vue est légèrement supérieure à celle du fluide dans la zone $10 < y^+ < 80$, et c'est précisément dans cette zone que l'on observe une plus forte agitation des particules par rapport au fluide. Ceci implique donc que particules traversent des zones où l'intensité turbulente du fluide vu est plus importante ou équivalente à l'intensité turbulente du fluide porteur. Par ailleurs, le maintien de cette supériorité $\left(\langle v_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2} > \left(\langle u_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ avec l'augmentation de l'inertie est expliqué par Liljegren (1993), comme le résultat du gradient de la vitesse moyenne du fluide. Dans le cas des composantes normale $\left(\langle v_{p,y}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ et transversale $\left(\langle v_{p,z}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$, l'absence de ce gradient combiné à l'existence de l'effet d'inertie induit une diminution de l'écart type pour ces deux composantes, i.e., le mouvement fluctuant s'atténue avec l'augmentation de l'inertie par rapport au mouvement fluctuant du fluide porteur, phénomène est communément appelé « phénomène de filtrage » (Tchen 1947).

Concernant l'analyse de l'effet de forme sur l'agitation turbulente des particules, on se réfère à l'agitation turbulente du fluide vu. En effet, dans le cas des particules faiblement inertes $\tau_p^+ = 1$, il suffit d'observer les profils de l'écart type de la vitesse du fluide vu pour chaque composante $\left(\langle \tilde{u}_{p,i}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$, pour se rendre compte que les particules se comportent en moyenne comme le fluide vu dans toutes les directions, quel que soit le rapport d'aspect. Ceci est normal, car comme on l'a discuté précédemment, pour une faible inertie, les particules se comportent comme des particules fluides qu'elles soient sphériques ou ellipsoïdales. Cette absence de l'effet de forme est également notée pour le cas des particules ayant une inertie $\tau_p^+ = 5$, qui est relativement faible. Dans le cas des

inerties plus élevées $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, un effet de forme significatif est observé pour la composante longitudinale $\left(\langle v_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$. En effet, dans la zone $1 < y^+ < 10$, on constate que le mouvement fluctuant des particules devient plus important avec l'augmentation du rapport d'aspect. De plus, ce mouvement fluctuant s'accroît avec la combinaison des effets d'inertie et de forme comme on peut le constater par exemple pour le cas $w=10$ et $\tau_p^+ = 50$. Ce comportement des particules dans la direction longitudinale a également été observé par Mortensen *et al.* (2008) (voir l'annexe figure 2), qui l'a attribué à l'inertie de translation (temps de relaxation du mouvement de translation τ_p^+) des particules ellipsoïdales qui n'est qu'une inertie équivalente à celle d'une sphère (Eq : 4.6). L'argument avancé par Mortensen *et al.* (2008) réside dans le fait que la masse des particules m_e augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect w pour une inertie τ_p^+ donnée, soit :

$$m_e = \rho_p V_b w. \quad (6.1)$$

où ρ_p et w , représentent respectivement la masse volumique et le rapport d'aspect de la particule. $V_b = (4/3) \pi b^3$ est le volume de la sphère inscrite, i.e., sphère de diamètre égale au petit axe de l'ellipsoïde ($2b$). Dans ce cas, pour une valeur de b donnée, la masse de la particule augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect :

$$m_e(w=10) > m_e(w=3) > m_e(w=1). \quad (6.2)$$

Cet argument n'a pas été discuté dans les autres études statistiques (Marchioli *et al.*, 2010, Marchioli & Soldati., 2013, Zhao *et al.*, 2014). A noter que, de façon similaire à l'étude de Mortensen *et al.* (2008), toutes ces études se basent sur le petit axe de l'ellipsoïde, i.e., cette évolution de la masse en fonction du rapport d'aspect est donc similaire. On ne souscrit pas à cet argument car dans notre étude, nous avons fixé l'axe de révolution des ellipsoïdes $2a$ et non pas le petit axe des ellipsoïdes $2b$. Ceci nous permet de déterminer la masse des particules m_e en fonction de l'axe de révolution :

$$m_e = \frac{\rho_p V_a}{w^2}, \quad (6.3)$$

où $V_a = (4/3) \pi a^3$ est le volume de la sphère circonscrite. Dans ce cas, pour une valeur donnée de a , la masse de la particule diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect :

$$m_e(w=10) < m_e(w=3) < m_e(w=1). \quad (6.4)$$

Ceci montre que l'évolution de la masse de la particule en fonction du rapport d'aspect change selon que l'on fixe le petit axe ($2b$) ou l'axe de révolution ($2a$) des ellipsoïdes. Sachant que nous obtenons les mêmes tendances que Mortensen *et al.*, (2008) (voir l'annexe figure 2), il n'est donc pas possible de se baser sur l'évolution de la masse des particules pour expliquer l'effet qu'on a observé pour $\left(\langle v_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$. Pour notre part, on est convaincu que cet évolution de $\left(\langle v_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ en fonction du rapport d'aspect est le résultat des effets combinés de l'inertie, du gradient de la vitesse moyenne longitudinale, et de la forme des particules.

Concernant les composantes normale et transversale, elles sont quasiment invariantes en fonction du rapport d'aspect pour toutes les particules et dans tout le canal à l'exception des $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$ dans la zone $0 < y^+ < 10$. Dans cette dernière, la composante normale $\left(\langle v_{p,y}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ pour les particules ellipsoïdales est légèrement supérieure à celle des particules sphériques. On peut donc conclure qu'il n'existe pas d'effet significatif de la forme sur le mouvement fluctuant dans les directions normale et transversale.

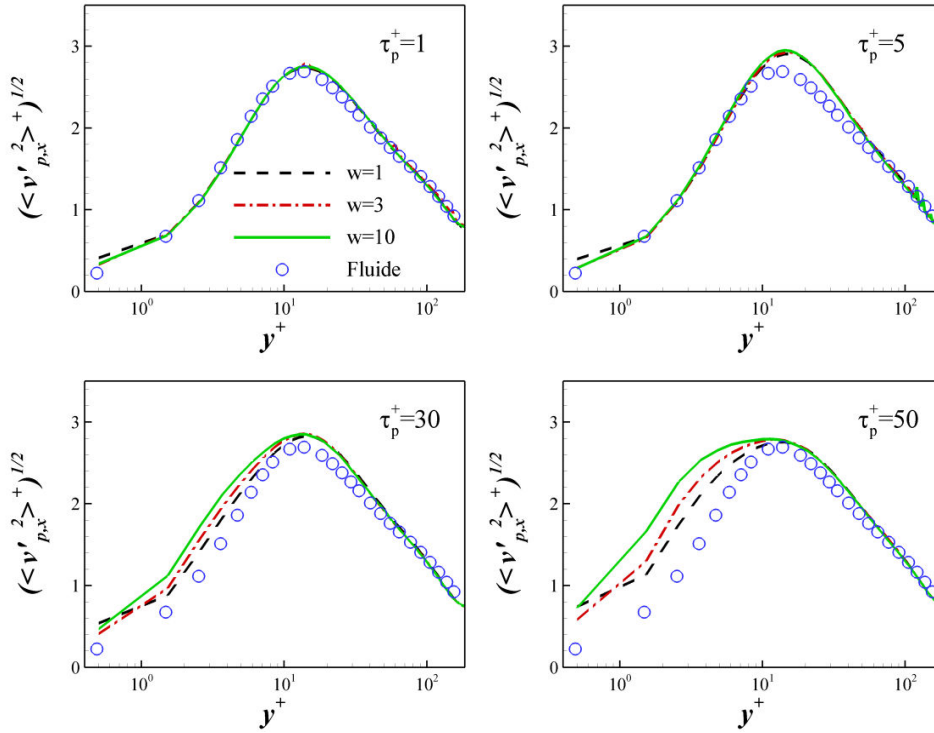


Figure 6.12 - Ecart type de la composante longitudinale de la vitesse des particules.

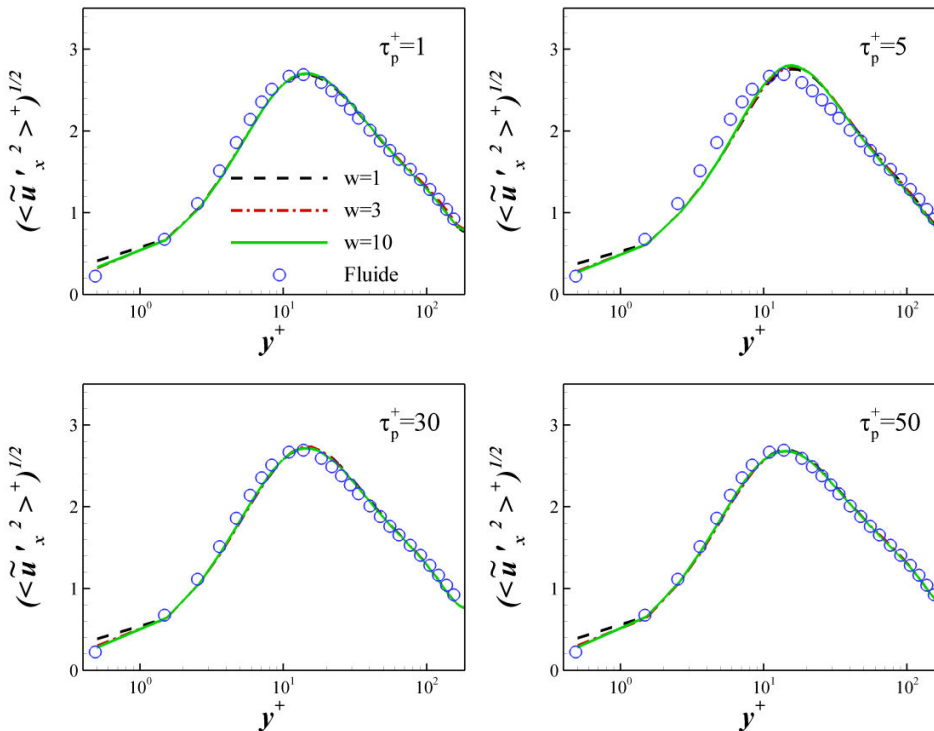


Figure 6.13 - Ecart type de la composante longitudinale de la vitesse du fluide vu.
120

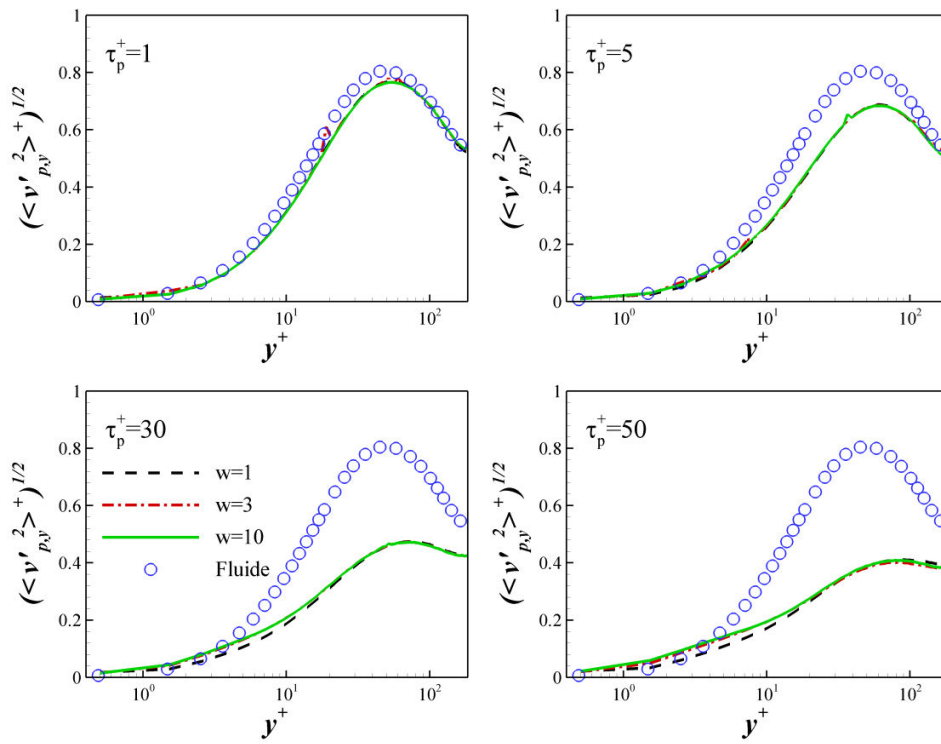


Figure 6.14 - Ecart type de la composante normale de la vitesse des particules.

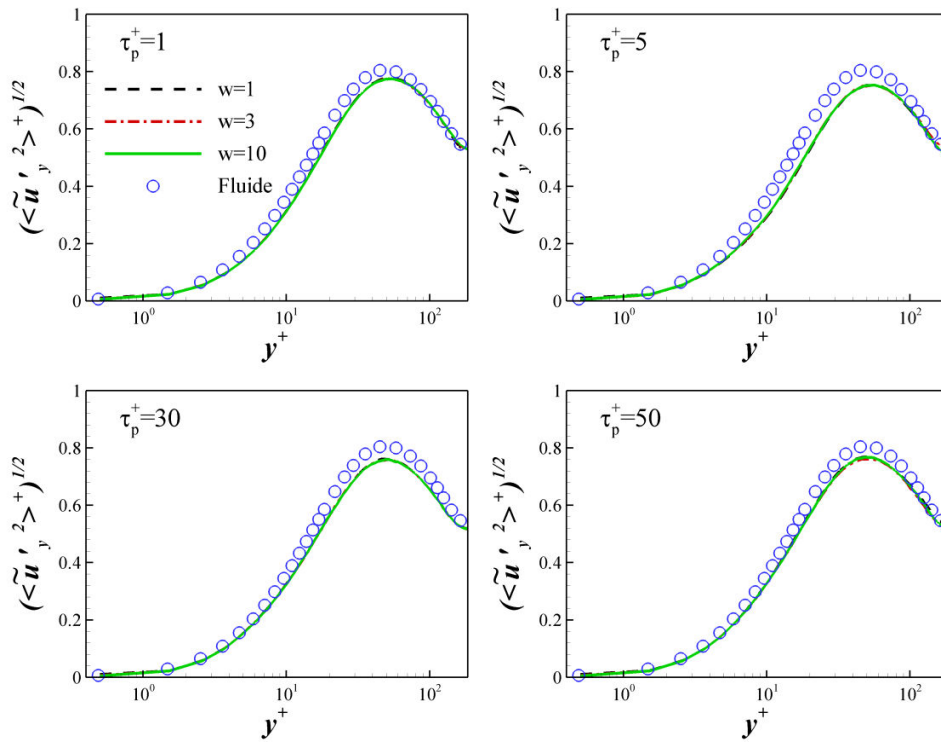


Figure 6.15 - Ecart type de la composante normale de la vitesse du fluide vu.

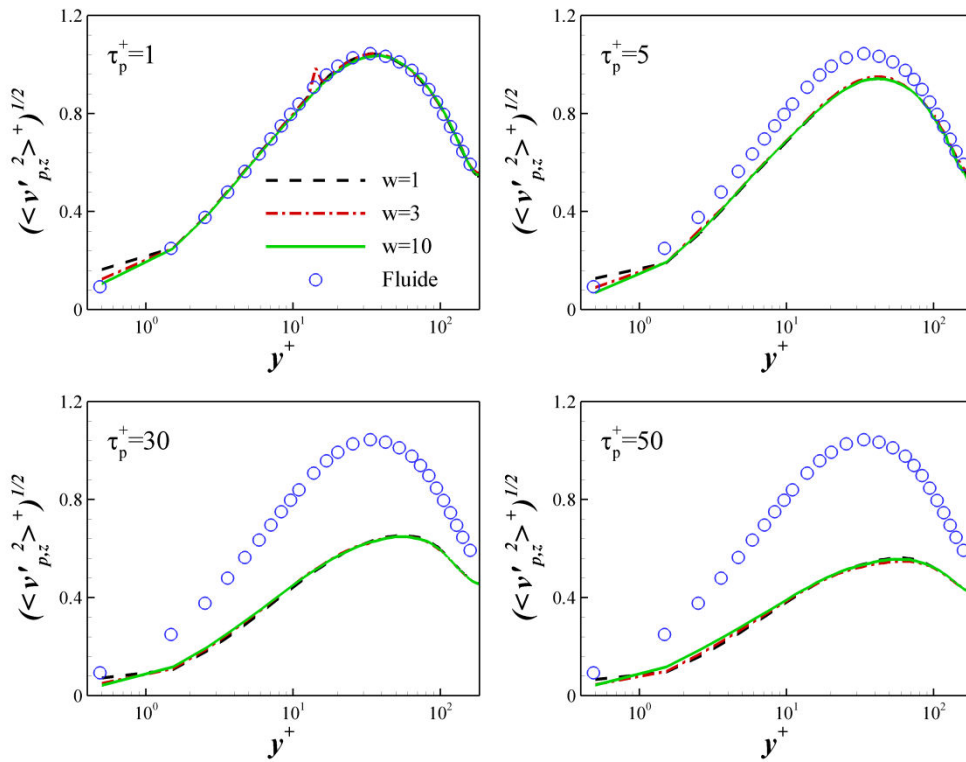


Figure 6.16 - Ecart type de la composante transversale de la vitesse des particules.

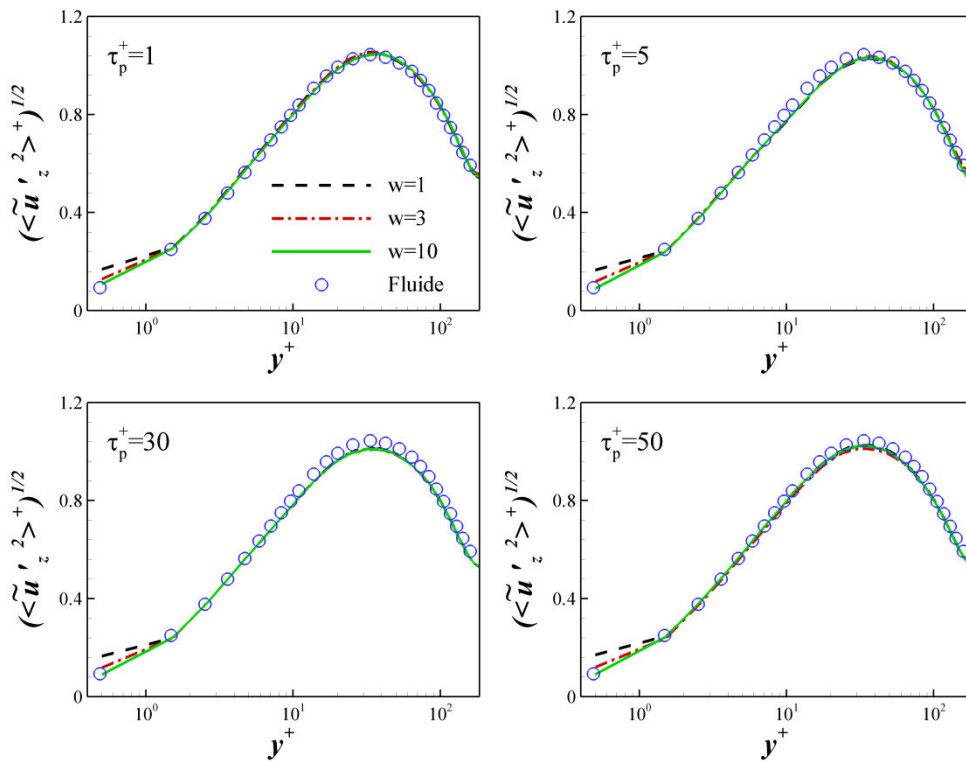


Figure 6.17 - Ecart type de la composante transversale de la vitesse du fluide vu.

Synthèse :

En examinant l'agitation turbulente des particules considérées, nous avons constaté qu'il existe un effet combiné de la forme et de l'inertie et du gradient de la vitesse moyenne longitudinale sur l'agitation des particules dans la direction longitudinale dans la zone $0 < y^+ < 10$. En revanche, nous n'avons observé aucun effet notable de la forme sur l'agitation turbulente des particules dans les directions normale aux parois et transversale à l'écoulement. Cependant, l'inertie des particules ellipsoïdales a un effet similaire à celui des particules sphériques, i.e., diminution significative de l'agitation turbulente des particules avec l'augmentation de l'inertie dans les directions normale aux parois et transversale. C'est ce que l'on appelle « l'effet du filtrage par l'inertie ».

6.4.3 Covariance des vitesses fluide-particule

L'effet du filtrage de la turbulence par l'inertie des particules peut être également analysé en estimant la la covariance fluide-particule qui n'est autre que le produit des fluctuations des vitesses du fluide vu avec celles des particules $\langle \tilde{u}'_i v'_{p,j} \rangle^+$. Sur les figures (6.18, 6.19 et 6.20), on reporte les trois composantes diagonales de $\langle \tilde{u}'_i v'_{p,i} \rangle^+$ pour tous les rapports d'aspect et pour toutes les inerties concernées par cette étude. On constate tout d'abord que la covariance diminue significativement avec l'augmentation de l'inertie pour les trois composantes et pour tous les rapports d'aspect à l'exception du cas $\tau_p^+ = 5$, pour lequel la composante longitudinale augmente légèrement par rapport à celle du cas $\tau_p^+ = 1$. Par ailleurs, on constate que pour chacune des inerties, la forme des particules n'a pas d'influence significative sur la covariance fluide-particule. Cette évolution des composantes diagonales de la covariance fluide-particule en fonction de l'inertie et de la forme implique que le filtrage de la turbulence par les particules s'exerce de la même manière quelle que soit la forme des particules.

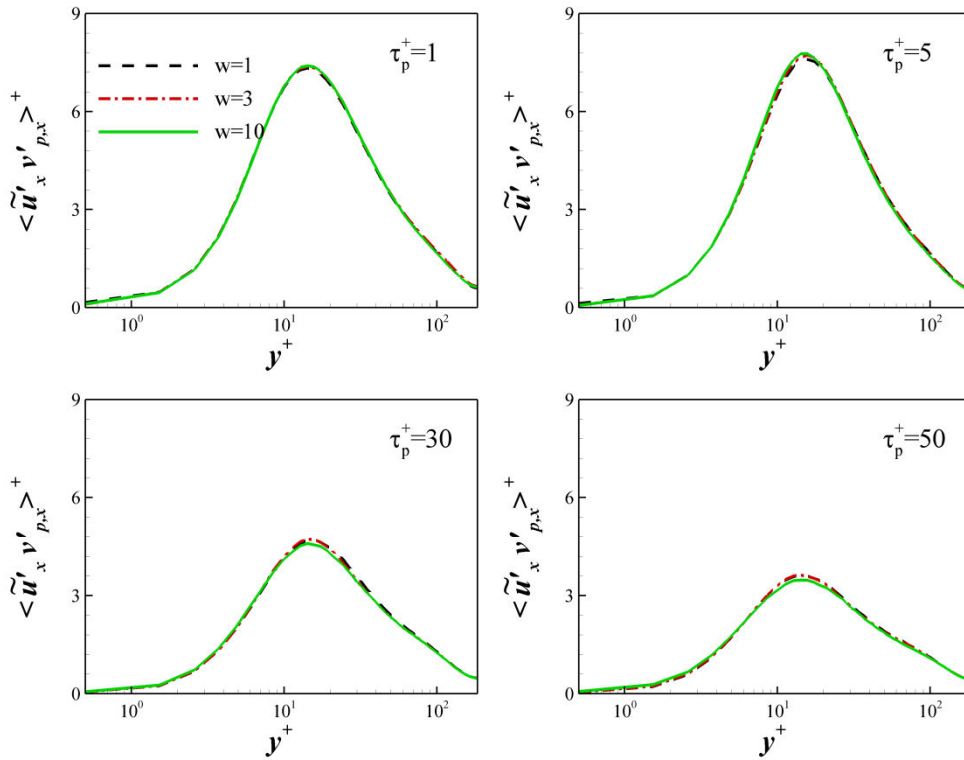


Figure 6.18 - Composante longitudinale de la covariance des vitesses fluide-particule.

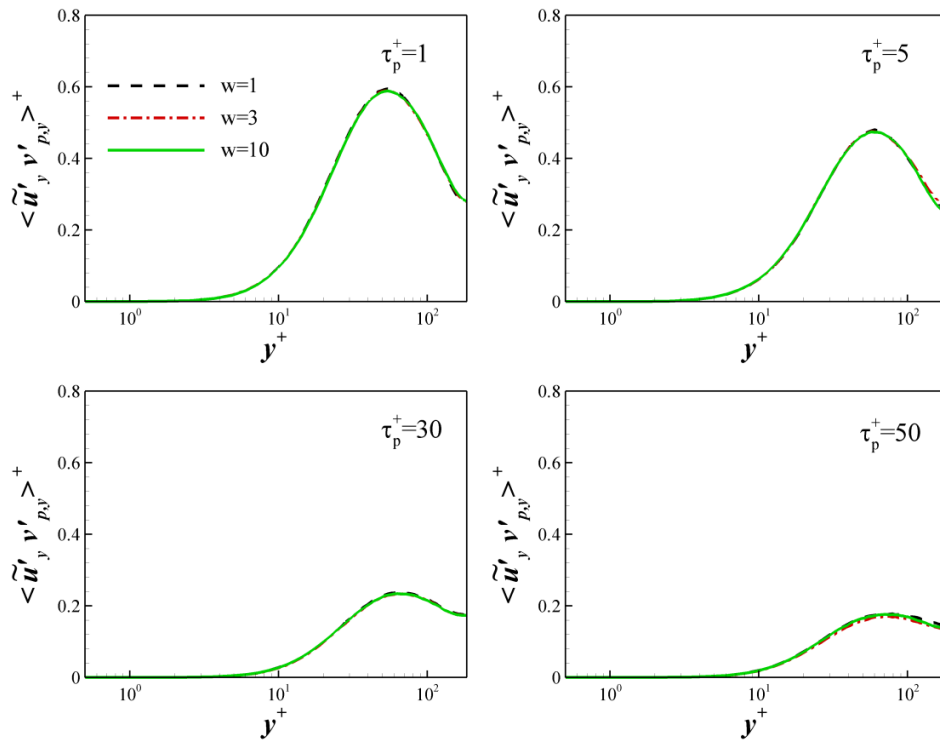


Figure 6.19 - Composante normale aux parois de la covariance des vitesses fluide-particule.

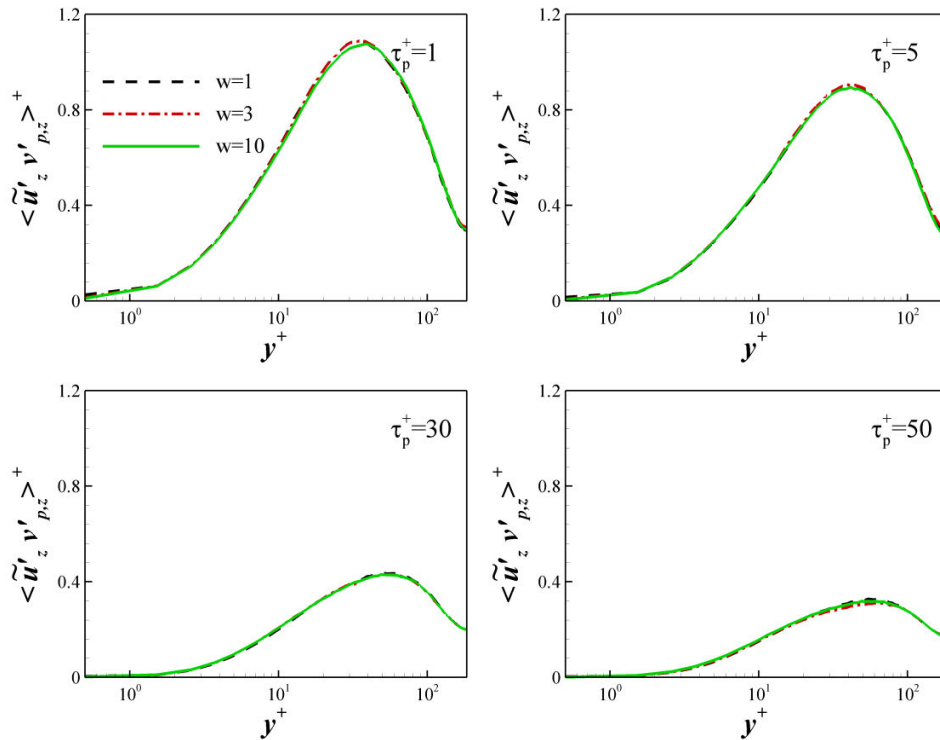


Figure 6.20 - Composante transversale de la covariance des vitesses fluide-particule.

Sur les figures (6.21 et 6.22), on a tracé les composantes extra-diagonales de la covariance fluide particule $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,y} \rangle^+$ et $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,x} \rangle^+$. On constate sur les deux figures (6.21 et 6.22) que la covariance diminue avec l'augmentation de l'inertie. De plus, aucun effet significatif de la forme n'est observé à l'exception du cas $\tau_p^+ = 50$, qui présente une légère augmentation non-monotone de la covariance en fonction du rapport d'aspect. De façon similaire aux composantes diagonales, l'effet du filtrage de la turbulence exercé par l'inertie des particules est supérieur à celui du gradient de la vitesse

moyenne. Par ailleurs, on note que les deux composantes $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,y} \rangle^+$ et $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,x} \rangle^+$ sont différentes quelles que soient l'inertie et la forme des particules. La covariance n'est, donc, pas symétrique et concorde avec ce qui a été observé pour des particules sphériques par Wang & Squires (1996) et Arcen (2006).

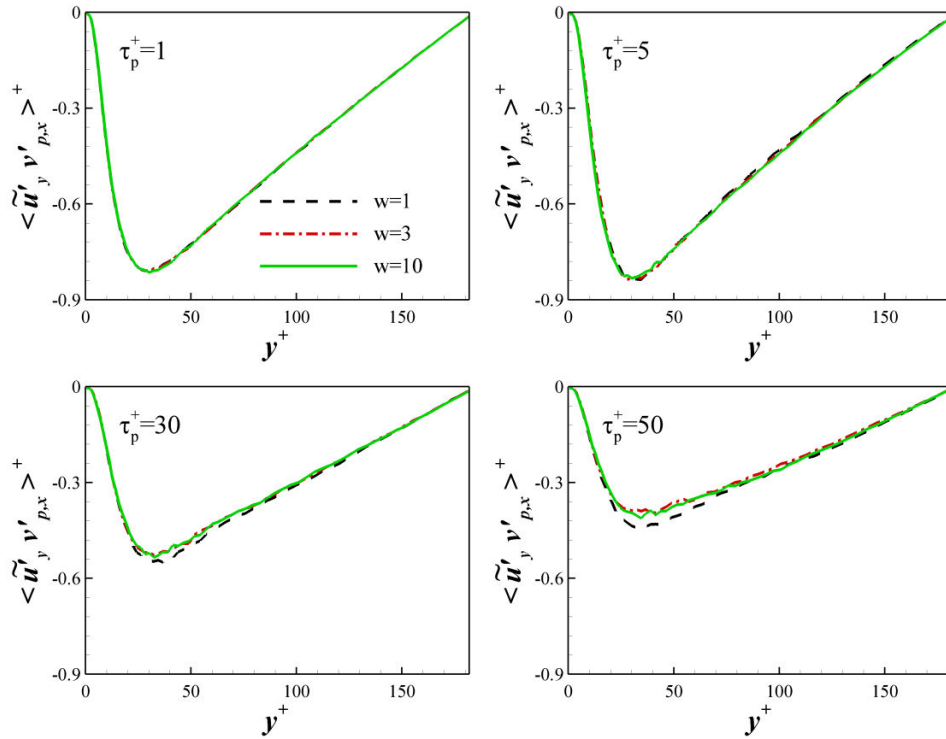


Figure 6.21 - Composante $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,y} \rangle^+$ de la covariance des vitesses fluide-particule

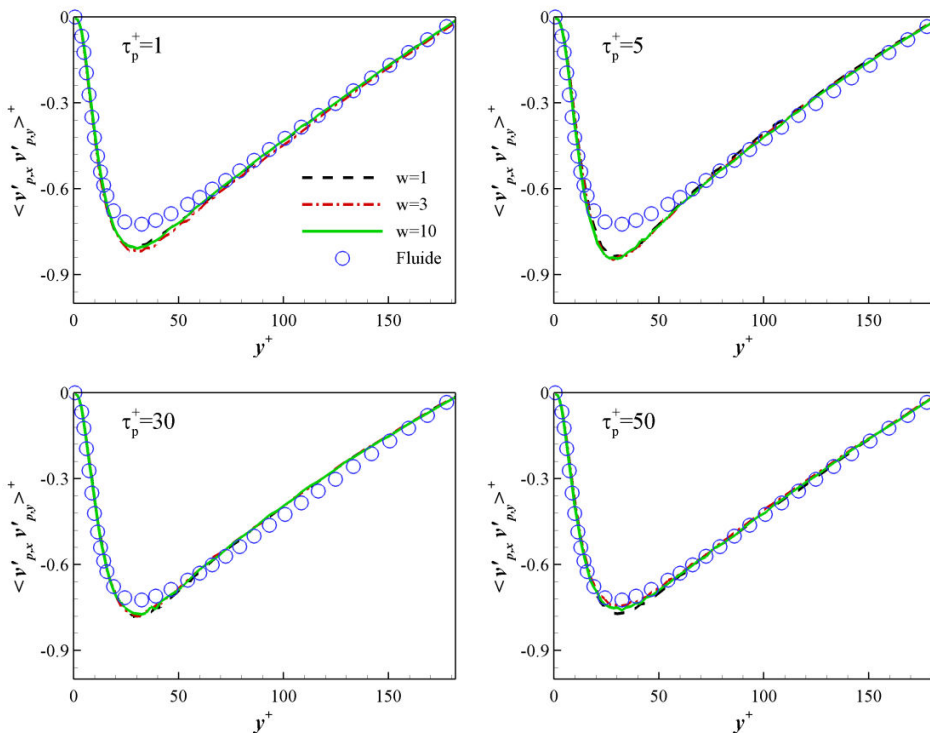


Figure 6.22 - Composante $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,x} \rangle^+$ de la covariance des vitesses fluide-particule.

6.4.4 Ce que l'on retient des statistiques de translation

Les points clés de cette analyse des statistiques de translation des particules ellipsoïdales confrontées à celles du fluide, du fluide vu et des particules sphériques sont :

- la vitesse de dérive demeure une signature statistique de la concentration préférentielle des particules solides qu'elles soient sphériques ou ellipsoïdales ;
- l'effet du gradient de la vitesse moyenne longitudinale du fluide s'exerce de la même manière sur les particules sphériques comme sur les particules ellipsoïdales, i.e., maintien de l'agitation turbulente longitudinale des particules de l'ordre celle du fluide. De plus cet effet reste prépondérant par rapport à l'effet d'inertie dans la direction longitudinale ;
- l'effet du filtrage par l'inertie s'exerce sur les particules ellipsoïdales, dans les directions normale aux parois et transversale à l'écoulement, de façon similaire aux particules sphériques. En effet, inertie de ces différentes particules induit une diminution de l'agitation turbulente des particules avec l'augmentation de l'inertie ;
- l'effet de forme s'exerce en combinaison avec l'effet d'inertie et du gradient de vitesse longitudinale du fluide, il induit une forte augmentation de l'agitation turbulente longitudinale des particules en proche paroi.

6.5 Statistiques de rotation

Avant d'entamer l'étude des statistiques de rotation, il convient de rappeler le système résolu pour les composantes de la vitesse angulaire de chaque particule. Dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, les moments d'inertie $I_{y''}$ et $I_{z''}$ sont égaux. De plus, on sait que le couple de tangage ne s'exerce pas dans la direction (x''). L'équation (Eq : 5.16) se résume alors à :

$$\begin{aligned}
 I_{x''} \frac{d\omega_{x''}}{dt} &= T_{R,x''} \\
 I_{y''} \frac{d\omega_{y''}}{dt} - \omega_{z''} \omega_{x''} (I_{z''} - I_{x''}) &= T_{R,y''} + T_{p,y''} , \\
 I_{z''} \frac{d\omega_{z''}}{dt} - \omega_{x''} \omega_{y''} (I_{x''} - I_{y''}) &= T_{R,z''} + T_{p,z''}
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

où $T_{R,x''}$, $T_{R,y''}$ et $T_{R,z''}$ représentent les composantes du couple lié à la rotation du fluide alors que $T_{p,y''}$ et $T_{p,z''}$ représentent respectivement les composantes non nulles du couple de tangage. De ce système d'équations, on peut remarquer que la composante longitudinale de la vitesse angulaire est indépendante des autres composantes. En revanche, la composante normale aux parois est couplée aux autres composantes, ce qui est également le cas de la composante transversale.

Remarque

L'utilisation de l'équation (Eq : 6.5) peut s'avérer très utile dans la compréhension des différents comportements que l'on peut observer dans les statistiques de rotation. Malheureusement, le repère lié à la particule (o'', x'', y'', z'') change d'une particule à une autre. De ce fait, on reporte les résultats des simulations dans un repère fixe qui est le repère inertiel (o, x, y, z). Ainsi, les composantes de vitesse angulaire ($\omega_x, \omega_y, \omega_z$) que l'on obtient dans ce repère inertiel sont dépendantes de chacune des composantes de la vitesse angulaire dans le repère lié à la particule ($\omega_{x''}, \omega_{y''}, \omega_{z''}$).

6.5.1 Orientation

Au début de la présentation de nos résultats, nous avons discuté et analysé la concentration des particules ainsi que les zones dans lesquelles elles se concentrent préférentiellement. Ces concentrations préférentielles ne sont pas abstraites, elles répondent à une physique de l'écoulement considéré. Lors du voyage de ces particules dans l'écoulement, elles adoptent différentes orientations selon la sollicitation qu'elles subissent de la part du fluide. Il est donc légitime de se poser la question de l'existence d'une orientation préférentielle des particules qui répond à la fois à une physique de l'écoulement et/ou à une physique lié à sa géométrie. Instinctivement, on peut supposer que les particules auront une orientation préférentielle qui obéit à une minimisation de leurs traînées. Ainsi, dans le cas d'un écoulement simple, on pourrait prédire cette orientation. En revanche, dans l'écoulement concerné par cette étude, cette prédiction est plus complexe en raison de la complexité de l'écoulement lui-même.

Afin d'étudier statistiquement l'orientation de ces particules, nous avons estimé la moyenne des valeurs absolues des cosinus directeurs qui définissent l'orientation du demi-axe de révolution par rapport au repère de translation qui reste parallèle au repère inertiel (figure 6.23). Les résultats de ces cosinus directeurs ($|\cos \theta_x|, |\cos \theta_y|, |\cos \theta_z|$) sont reportés dans la figure (6.24).

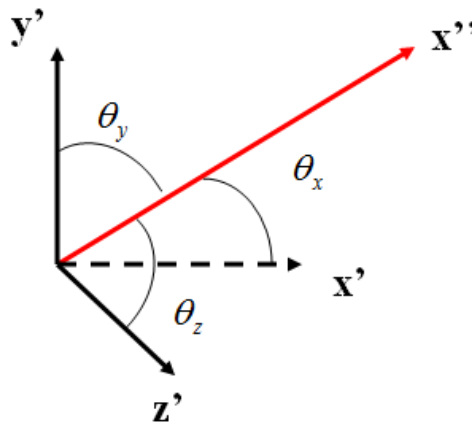


Figure 6.23 - Cosinus directeurs de la particule par rapport au repère de translation. Le vecteur rouge correspond au demi-axe de révolution de l'ellipsoïde.

On observe, dans un premier temps, que les particules ellipsoïdales présentent une orientation préférentielle dans la direction de l'écoulement dans tout le canal. En effet, quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules, on a $|\cos \theta_z| \leq 0.5$. Cette tendance est plus prononcée dans la zone $y^+ < 50$, où $|\cos \theta_z| \rightarrow 0$ pour $y^+ \rightarrow 0$. Cependant, on constate que cette zone se rétrécit avec l'augmentation de l'inertie pour les particules allongées ($w=10$). Ceci a déjà été observé numériquement par Zang *et al.* (2001), Mortensen *et al.* (2008) et Marchioli *et al.* (2010). De même que Newsom & Bruce (1998) ont observé expérimentalement une préférence pour une orientation dans le sens de l'écoulement pour des fibres en suspension dans l'atmosphère. Ces auteurs ont constaté que plus la particule est allongée plus elle est susceptible de s'orienter dans la direction de l'écoulement. Nos résultats de simulations confirment cette tendance, i.e., plus les particules sont allongées ($w > 1$) plus elles s'alignent dans la direction de l'écoulement. De plus cet alignement s'accroît dans la zone proche paroi quelle que soit l'inertie des particules. Par ailleurs, on constate que les particules ne s'alignent ni avec la paroi $|\cos \theta_x| \in [0.5 - 0.65]$, ni avec l'axe transversal à l'écoulement $|\cos \theta_y| \in]0.4 - 0.65 [$. Cette orientation préférentielle qui apparaît uniquement dans la direction longitudinale est attribuée à une forte intensité turbulente du fluide et des particules dans cette direction par rapport aux directions normale aux parois et transversale à

l'écoulement qui pourrait favoriser un alignement dans cette direction. De plus, le gradient de la vitesse moyenne longitudinale du fluide induit une rotation continue des particules altérant ainsi toute orientation préférentielle dans la direction longitudinale θ_x . Il en va de même pour l'orientation θ_y qui est fortement influencée par la nature de l'écoulement, i.e., par les tourbillons qui naissent autour de l'axe longitudinal. Ce comportement des particules implique que l'orientation préférentielle des particules ellipsoïdales n'obéit pas seulement à leur forme mais aussi à leur inertie et à la nature de l'écoulement qui, dans notre cas, induisent un alignement des particules dans la direction longitudinale.

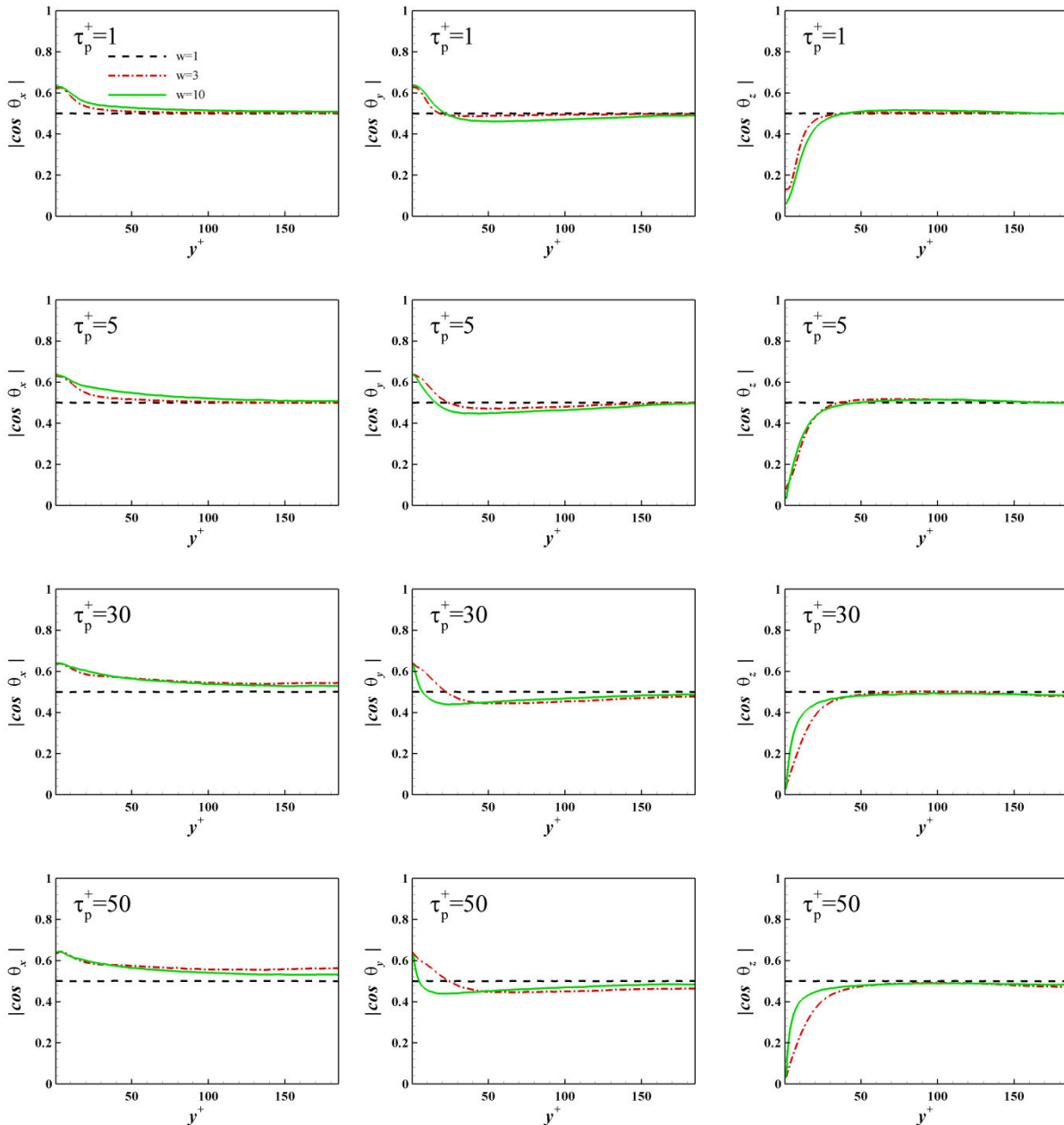


Figure 6.24 - Moyenne des valeurs absolues des cosinus directeurs des particules

6.5.2 Moyenne de la vitesse angulaire

La nature de l'écoulement impose une vitesse angulaire moyenne nulle autour des axes longitudinal et normal aux parois $\langle \omega_{p,x} \rangle^+ = \langle \omega_{p,y} \rangle^+ = 0$ que l'on vérifiées numériquement, alors que la vitesse

angulaire moyenne autour de l'axe transversal $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ évolue en fonction de la distance par rapport à la paroi.

Sur la figure (6.25) on compare la composante transversale de la vitesse moyenne angulaire à celle du fluide pour tous les rapports d'aspect et pour chaque inertie des particules. On reporte également la vitesse angulaire moyenne du fluide vu $\langle \tilde{\omega}_{p,z} \rangle^+$ dans la figure (6.26) pour chacun des cas étudiés.

Tout d'abord, on remarque que les particules se concentrent dans des zones de forte vitesse angulaire $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ pour toutes les particules et ce, quelle que soit l'inertie, i.e., dans la zone proche paroi. En revanche, on observe des variations de cette vitesse moyenne angulaire pour ces différentes particules (sphériques et ellipsoïdales) qui s'accroissent avec l'augmentation de l'inertie. Dans le cas des particules sphériques, on note que cette vitesse moyenne angulaire $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ n'évolue pas de façon significative en fonction de l'inertie des particules et demeure supérieure à celle du fluide $\langle \omega_z \rangle^+$. Ceci n'est pas le cas des particules ellipsoïdales pour lesquelles la vitesse moyenne angulaire $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ diminue significativement en fonction de l'inertie jusqu'à devenir inférieure à celle du fluide $\langle \omega_z \rangle^+$. Afin d'analyser ce comportement, on se réfère à la vitesse angulaire moyenne du fluide vu $\langle \tilde{\omega}_z \rangle^+$ (figure 6.26). On peut constater que, pour le cas des particules sphériques, il n'existe pas de différences significatives entre la vitesse moyenne angulaire des particules $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ et celle du fluide vu $\langle \tilde{\omega}_{p,z} \rangle^+$ et ce, quelle que soit l'inertie des particules. Ceci est également le cas des particules ellipsoïdales avec une inertie de $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$. En revanche, pour $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, on constate que $\langle \omega_{p,z} \rangle^+$ est plus faible que $\langle \tilde{\omega}_{p,z} \rangle^+$ et cette tendance s'accroît avec l'augmentation du rapport d'aspect.

Pour le moment, l'étude de Mortensen *et al.* (2008) est l'étude de référence pour ce qui est de la dispersion des particules ellipsoïdales. Dans celle-ci, des effets aussi accentués n'ont pas été observés sur la moyenne de vitesse angulaire transversale des particules (voir l'annexe figure 3). Dans le but d'expliquer cette tendance, on reporte les inerties de rotation (équivalentes temps de relaxation de la rotation) à celle de la sphère τ_r^+ (Eq : 4.8) pour nos particules ainsi que pour celles de Mortensen *et al.* (2010) dans le tableau (6.2).

Tableau 6.2 - Inertie de rotation équivalente à la sphère pour la présente étude ainsi que celle de Mortensen *et al.* (2008)

	$\tau_p^+ = 1$			$\tau_p^+ = 5$			$\tau_p^+ = 30$			$\tau_p^+ = 50$		
w	1	3	10	1	3	10	1	3	10	1	3	10
τ_r^+ notre étude	0.30	0.33	0.47	1.49	1.68	2.33	9.06	10.08	13.97	15.11	16.79	23.28
τ_r^+ Mortensen <i>et al.</i> , 2008	-	-	-	1.50	7.22	49.86	9.00	43.32	299.22	-	-	-

Ce tableau (6.2) montre que l'inertie de rotation équivalente des particules τ_r^+ obtenue pour une inertie de translation (temps de relaxation de la translation) τ_p^+ et une dimension de l'axe de révolution fixes $2a$ reste modérée dans notre étude $\tau_r^+ \in [0.3-30]$. De plus, pour chaque inertie de translation τ_p^+ , ces inerties de rotation restent relativement du même ordre. On peut donc étudier

l'effet de forme pour τ_p^+ et τ_r^+ . En revanche, les inerties de rotation équivalentes de Mortensen *et al.* (2008) sont basées sur une inertie de translation et un petite axe fixes. Cette inertie de rotation est estimée dans les deux cas sur la base du diamètre équivalent au volume de la sphère, soit : d_p^+ . On peut tout de suite remarquer que les résultats de Mortensen *et al.* (2008) atteignent des valeurs supérieures aux inerties de translation alors que les nôtres restent inférieures à τ_p^+ . De plus, les inerties de rotation équivalentes τ_r^+ de Mortensen *et al.* (2008) évoluent significativement pour chaque rapport d'aspect, ce qui complique la comparaison avec leurs résultats. On conclue donc, que seule des comparaisons qualitatives peuvent être effectuées avec les résultats de Mortensen *et al.* (2008).

Synthèse :

En résumé, la moyenne de la vitesse angulaire transversale varie selon le type de particules étudiées. Cette différence n'est pas induite par le fluide étant donné que sa moyenne de vitesse angulaire du fluide vu est quasiment invariante, quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules. De même que cette différence ne résulte pas du seul effet d'inertie qui, dans le cas de la sphère, n'induit pas de variations significatives. On conclue donc qu'il existe un effet combiné de la forme et de l'inertie sur la moyenne de vitesse angulaire transversale.

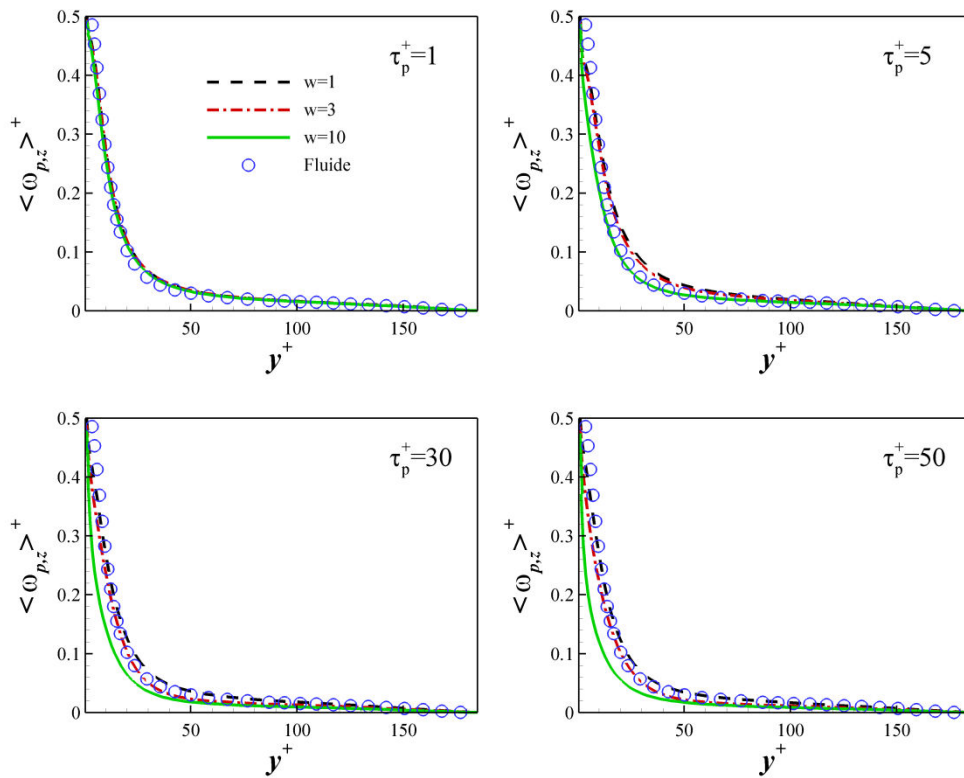


Figure 6.25 - Vitesse moyenne angulaire transversale du fluide porteur et des particules

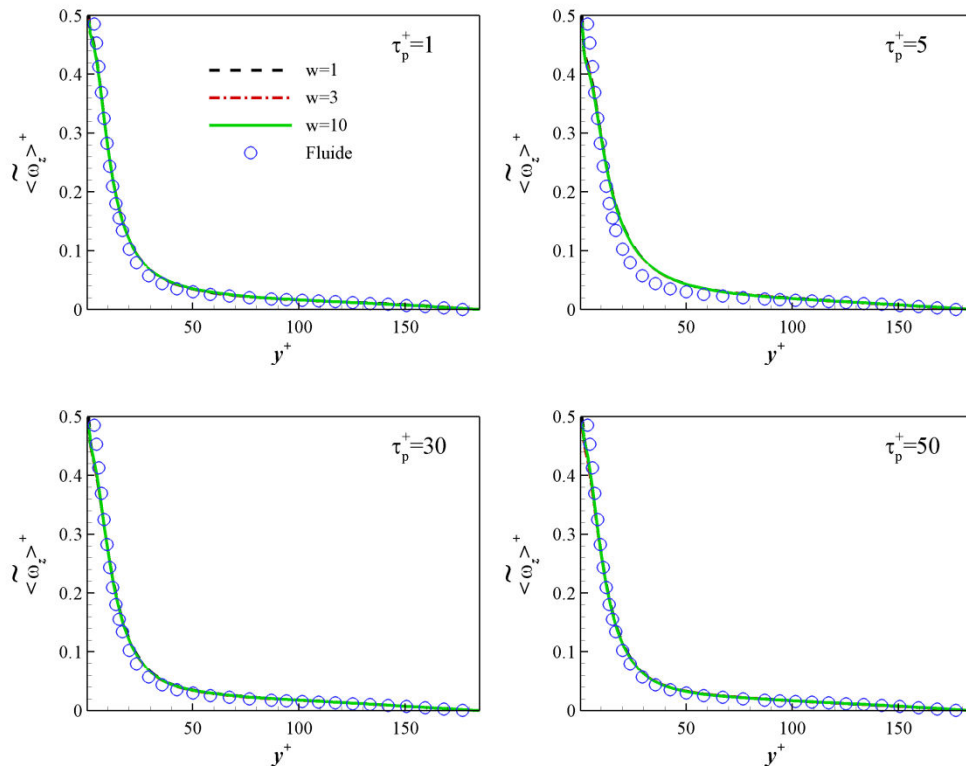


Figure 6.26 - Vitesse moyenne angulaire transversale du fluide porteur et du fluide vu.

6.5.3 Ecarts types de la vitesse angulaire

De la même manière que pour l'étude des statistiques de translation, on reporte dans les figures (6.27, 6.29 et 6.31) les écarts types de chaque composante de la vitesse angulaire des particules $\left(\langle \omega_{p,i}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ confrontés à ceux du fluide $\left(\langle \omega_i^2 \rangle^+\right)^{1/2}$, pour tous les rapports d'aspect et pour toutes les inerties. On reporte également l'écart type de chacune des composantes de la vitesse angulaire du fluide vu $\left(\langle \tilde{\omega}_i^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ pour tous les cas considérés sur les figures (6.28, 6.30 et 6.32).

Composante longitudinale $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$

La composante longitudinale de l'écart type de la vitesse angulaire $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ est reportée sur la figure (6.27). Tout d'abord, on remarque l'écart type $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ n'évolue pas de façon monotone en fonction de l'inertie des particules. En effet, pour les particules sphériques, on observe une diminution de $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ en fonction de l'inertie τ_p^+ , tout en étant inférieur à $\left(\langle \omega_x^2 \rangle^+\right)^{1/2}$. Cette évolution est en très bon accord avec celle observée par Mortensen *et al.* (2007) dans ces travaux consacrés aux particules sphériques. Ceci est également le cas des particules ellipsoïdales de rapport d'aspect $w=3$. En revanche, pour les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=10$, cette tendance est inversée, i.e., $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ augmente avec l'augmentation de l'inertie. De plus, pour ces mêmes particules ($w=10$), on note que $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ devient supérieur $\left(\langle \omega_x^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ avec l'augmentation de

l'inertie. Cette tendance $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2} > \left(\langle \omega_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ a également été observée par Mortensen *et al.* (2008) dans la zone $y^+ < 50$ (voir l'annexe figure 4). Toutefois, leurs résultats montrent que l'écart type $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ ne dépasse jamais $\left(\langle \omega_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ au centre du canal contrairement à nos résultats. Cela peut être lié à la différence entre les inerties de rotation τ_r^+ de nos particules et celles de Mortensen *et al.* (2008) (voir le tableau 6.2). Par ailleurs, on constate que l'écart type $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect dans tous le canal. Afin d'interpréter ces différentes tendances, on recourt dans un premier temps à l'écart type du fluide vu $\left(\langle \tilde{\omega}_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$. On voit nettement sur la figure (6.28), que l'écart type $\left(\langle \tilde{\omega}_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ augmente avec l'augmentation de l'inertie, tout en restant inférieur à $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$, alors que l'écart type $\left(\langle \tilde{\omega}_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ est quasiment identique pour tous les rapports d'aspect pour une inertie donnée. Ceci implique que les particules ne se concentrent pas dans les mêmes zones de fortes fluctuations de la vitesse angulaire longitudinales selon leur inertie. Par ailleurs, on note que, pour une faible inertie $\tau_p^+ = 1$, l'écart type des différentes particules est très proche de celui du fluide vu, à l'exception du cas $w = 10$ pour lequel $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ est légèrement supérieur à $\left(\langle \tilde{\omega}_x^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ en proche paroi. L'interprétation que l'on peut apporter à ces différentes agitations réside dans la différence des trajectoires que peuvent emprunter les particules comme cela a été montré par Njobuenwu & Fairweather (2013) pour une seule particule. De plus, le repère lié à la particule ne se superpose pas au repère de translation (parallèle au repère inertiel) comme le montre la figure (6.24). De ce fait, la composante $\langle \omega_{p,x} \rangle^+$ dépend des autres composantes. Ainsi, l'effet du couple de tangage (effet de forme) apparait sur l'agitation de la rotation $\left(\langle \omega_{p,x}^{\prime 2} \rangle^+\right)^{1/2}$ via son augmentation monotone en fonction du rapport d'aspect.

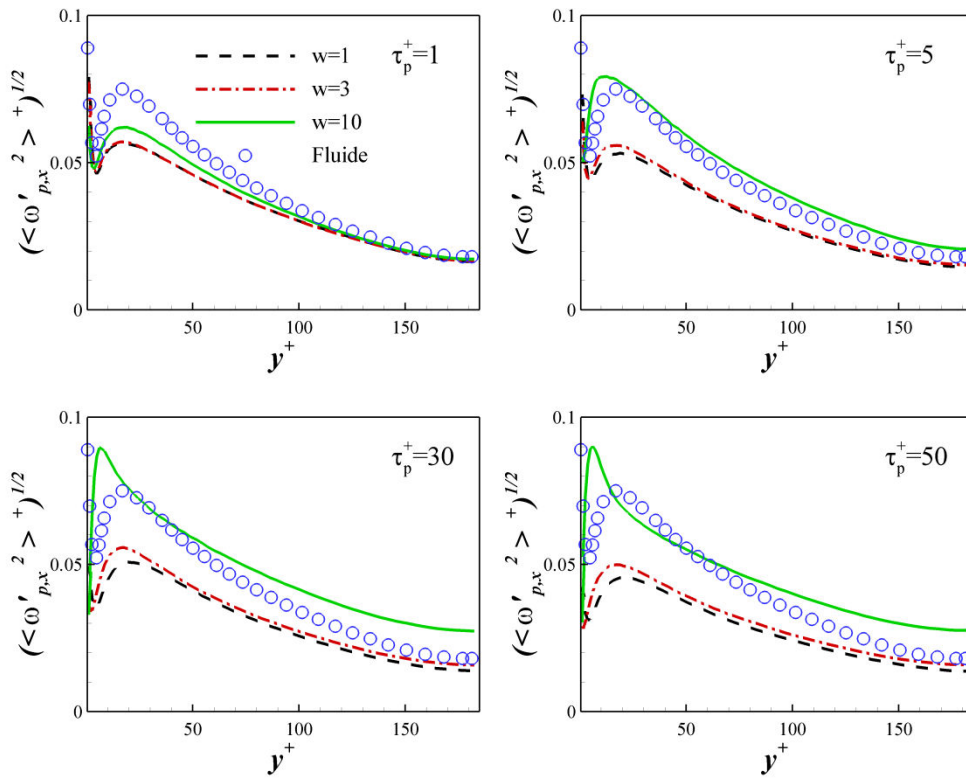


Figure 6.27 - Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale du fluide porteur et des particules.

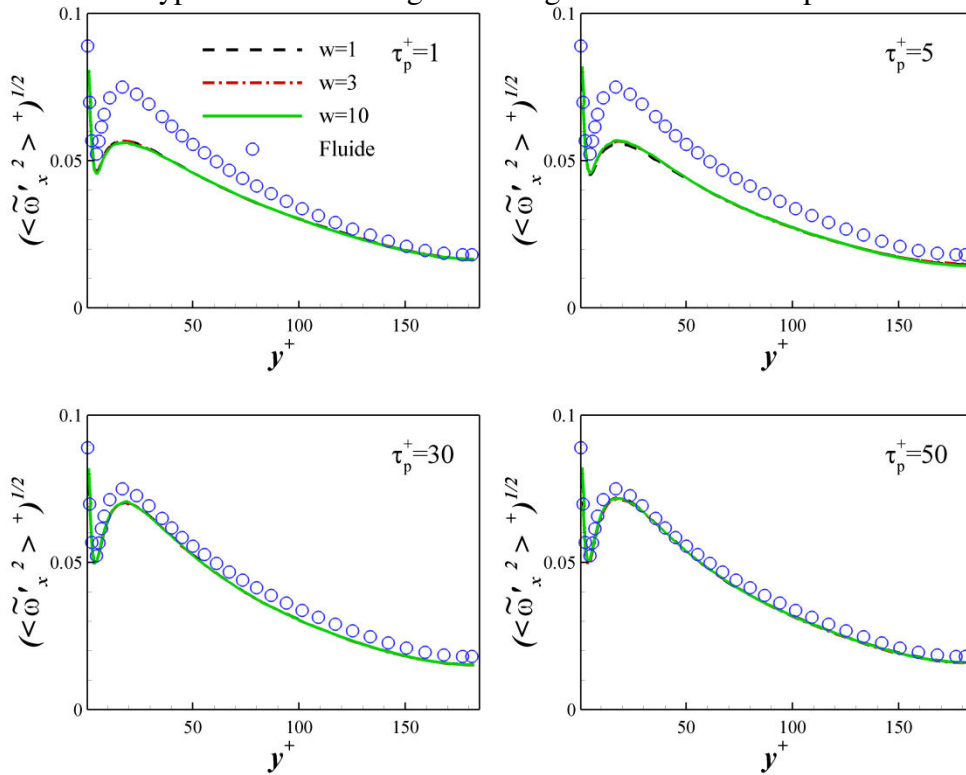


Figure 6.28 - Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale du fluide porteur et du fluide vu.

Composante normale aux parois $\left(\langle \omega_{p,y}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$

L'écart type de la composante normale de la vitesse angulaire $\left(\langle \omega_{p,y}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$ est tracé sur la figure (6.29) pour tous les cas considérés alors que celui du fluide vu est reporté sur la figure (6.30).

Pour cette composante, on commence tout d'abord par le constat que l'écart type $\left(\langle \tilde{\omega}_y'^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ augmente globalement en fonction de l'inertie des particules (voir la figure 6.30), alors qu'il est quasi-identique pour toutes les particules pour une inertie donnée. En revanche, le comportement des particules n'est pas similaire à celui du fluide vu pour toutes les inerties (voir la figure 6.30).

Pour une faible inertie $\tau_p^+ = 1$, l'écart type $\left(\langle \omega_{p,y}'^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ est très proche de celui du fluide pour toute les particules ce qui correspond à un comportement similaire à celui des particules fluides. Dans le cas des particules plus inertes, on constate que l'évolution de cet écart type en fonction du rapport d'aspect n'est pas monotone. De plus, les fluctuations de la vitesse angulaire normale aux parois demeurent inférieures à celles du fluide $\left(\langle \omega_{p,y}'^2 \rangle^+\right)^{1/2} < \left(\langle \omega_y'^2 \rangle^+\right)^{1/2}$, alors que celles du fluide vu restent supérieures à celles du fluide porteur $\left(\langle \tilde{\omega}_y'^2 \rangle^+\right)^{1/2} > \left(\langle \omega_y'^2 \rangle^+\right)^{1/2}$. Ceci correspond à un effet de filtrage par l'inertie de rotation des particules qui atténue l'agitation de leur mouvement de rotation par rapport à celui du fluide. Ceci n'est pas le cas des particules de rapport d'aspect $w = 10$, pour lequel les fluctuations de cette composante de vitesse angulaire restent relativement proche de celles du fluide vu dans tout le canal et ce, quelle que soit l'inertie. Dans ce cas, il est fortement probable que l'effet d'inertie soit contrebalancé par un effet de forme des particules. Il est difficile d'expliquer cette évolution en se basant sur une composante, d'autant plus que l'équation (Eq : 6.5) montre que la vitesse angulaire normale aux parois est couplée aux deux autres composantes ainsi que de la projection dans le repère inertiel. Toutefois, on suppose qu'une telle agitation, résulte à la fois de la trajectoire des particules, mais aussi du couple de tangage qui intervient aussi dans cette direction traduisant l'effet de forme sur la rotation des particules.

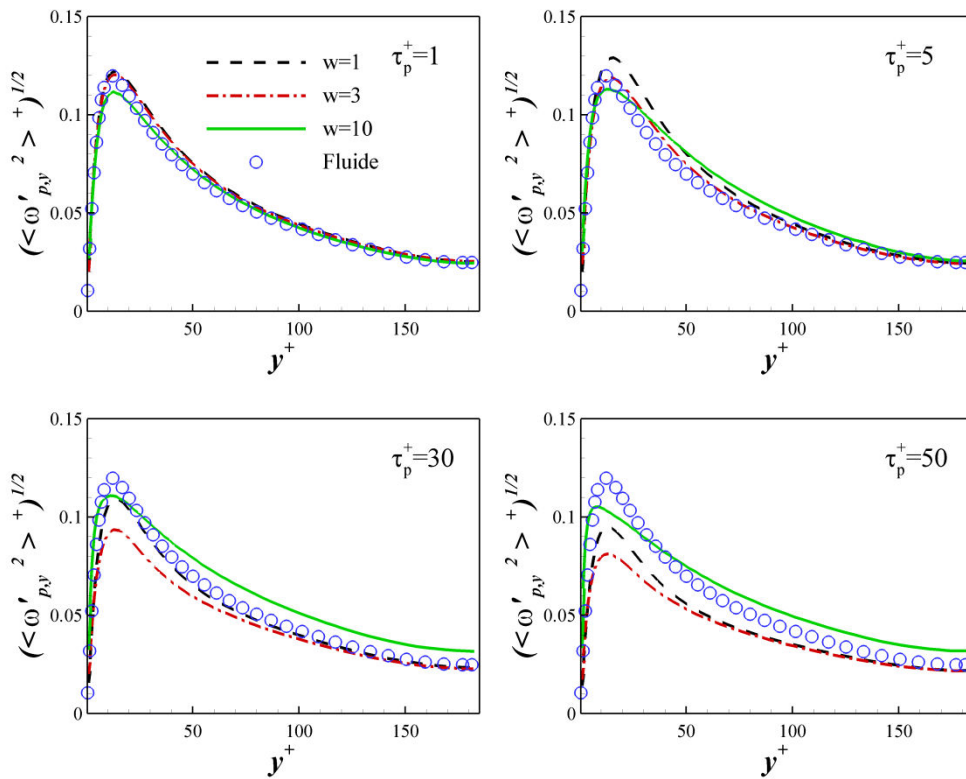


Figure 6.29 - Ecart type de la vitesse angulaire normale aux parois du fluide porteur et des particules.

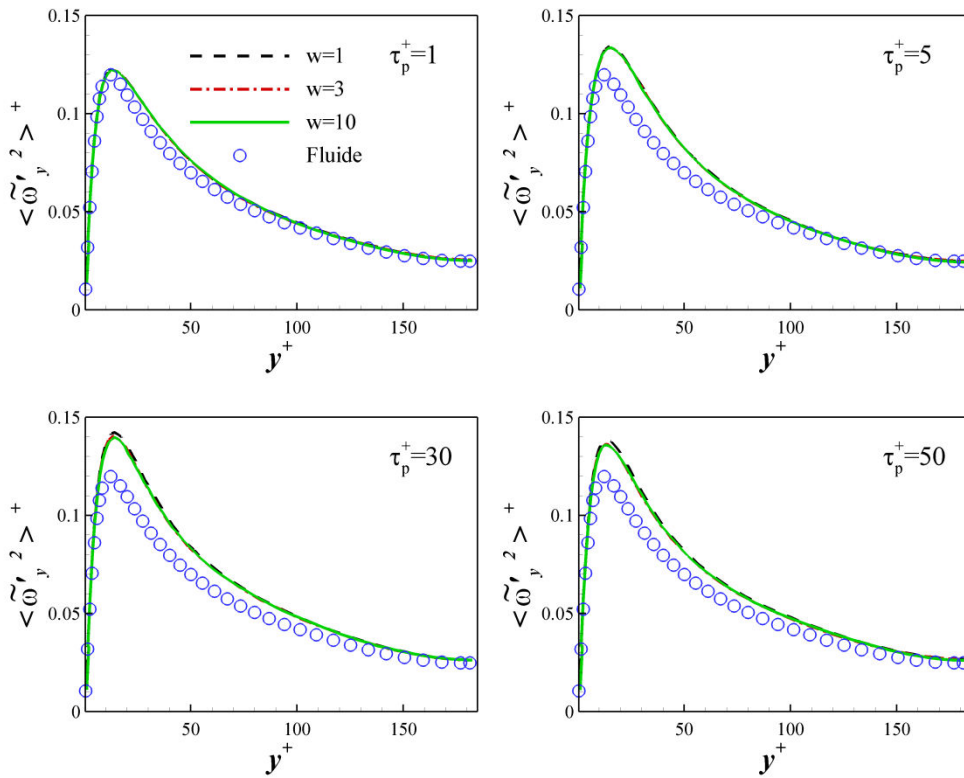


Figure 6.30 - Ecart type de la vitesse angulaire normale aux parois du fluide porteur et du fluide vu.

Composante transversale à l'écoulement $\left(\langle \omega_{p,z}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$

Concernant l'écart type de la composante transversale de la vitesse angulaire $\left(\langle \omega_{p,z}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$, on constate que celui-ci diminue globalement pour toutes les particules avec l'augmentation de l'inertie, alors qu'il augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect (voir la figure 6.31). De même que pour les autres composantes, on a tracé sur la figure (6.32) l'évolution des fluctuations de la composante transversale de la vitesse angulaire du fluide vu $\left(\langle \tilde{\omega}_z^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ sur la figure (6.32). On constate sur cette figure (6.32) qu'il n'y a pas d'effet significatif ni de la forme ni de l'inertie sur les fluctuations de cette composante $\left(\langle \tilde{\omega}_z^2 \rangle^+\right)^{1/2}$. Les deux figures (6.31 et 6.32) montrent que l'on ne peut pas attribuer l'évolution de $\left(\langle \omega_{p,z}^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ à celle du fluide vu $\left(\langle \tilde{\omega}_z^2 \rangle^+\right)^{1/2}$ à l'exception des cas à faible inertie $\tau_p^+ = 1$. Ainsi, l'évolution de cette agitation en fonction de l'inertie s'explique par le fait que les particules les plus inertes répondent de moins en moins à la sollicitation du fluide contrairement aux particules faiblement inertes. Par ailleurs, l'augmentation de l'agitation du mouvement de rotation en fonction de l'allongement des particules s'explique par une forte influence de la forme, i.e., effet du couple de tangage. Toutefois, le couplage de cette composante transversale de la vitesse angulaire avec les deux autres composantes longitudinale et normale aux parois rend difficile l'attribution d'une telle évolution à un seul effet.

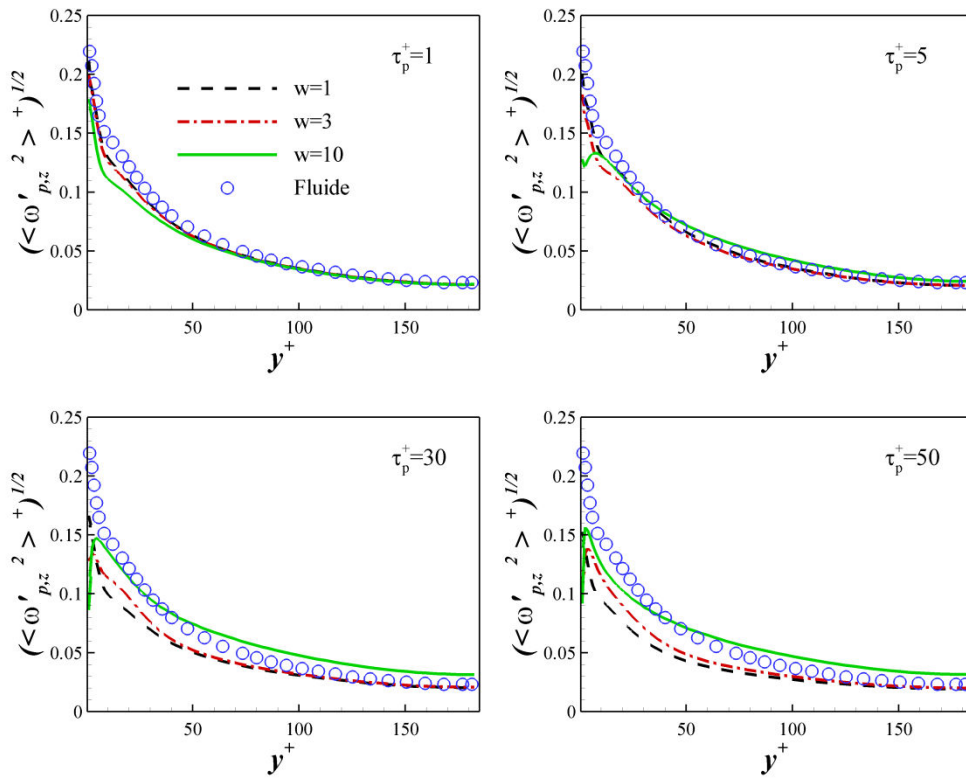


Figure 6.31 - Ecart type de la vitesse angulaire transversale du fluide porteur et des particules.

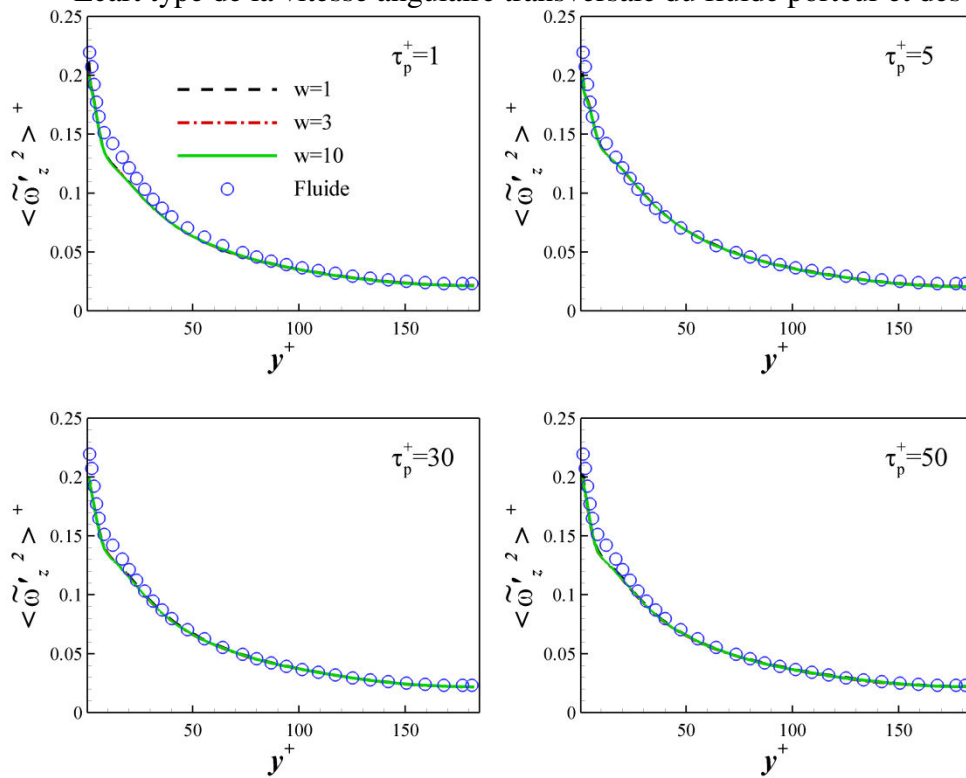


Figure 6.32 - Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale du fluide porteur et du fluide vu.

Synthèse :

Il est difficile d'imputer l'évolution des fluctuations de la vitesse angulaire des particules à un seul effet indépendant. En effet, la rotation d'une particule induit un changement de l'angle d'incidence par rapport à la vitesse relative qui induit un changement des forces hydrodynamiques, et donc de la trajectoire. Toutefois, certaines tendances peuvent être interprétées par une analyse simultanée dans les trois directions :

- les particules se concentrent dans des zones de fortes fluctuations de la vorticité dans toutes les directions et ce, quels que soient leurs inerties et leurs rapports d'aspect ;
- l'effet de l'inertie sur les fluctuations de la vitesse angulaire est plus significatif dans la zone $y^+ < 50$ pour toutes les particules, alors que l'effet de forme est plus prononcé pour les particules très allongées $w = 10$, dans tout le canal, quelle que soit la direction ;
- seules les directions périodiques (longitudinale et transversale) présentent une évolution monotone des fluctuations de la vitesse angulaire des particules en fonction du rapport d'aspect, i.e., augmentation des fluctuations en fonction du rapport d'aspect.

6.5.4 Covariance des vitesses angulaires fluide-particule

Les composantes diagonales de la covariance fluide-particule de la vitesse angulaire sont présentées dans les figures (6.33, 6.34 et 6.35). Contrairement à la covariance de la vitesse de translation, on observe que la covariance de vitesse angulaire diminue en fonction de l'allongement de forme des particules. Ceci implique que le lien entre la vitesse angulaire du fluide et celle des particules diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect. De ce fait, la covariance confirme nos observations pour les fluctuations qui montrent un décalage entre les fluctuations de la vitesse angulaire du fluide et celle des particules. Ce lien diminue encore plus avec l'augmentation de l'inertie, ce qui correspond d'un point de vue physique à un filtrage de l'agitation de la rotation du fluide par les particules. On note quand même une petite exception pour le cas des particules sphériques à $\tau_p^+ = 5$, pour lequel la composante normale et transversale augmente légèrement par rapport à l'inertie $\tau_p^+ = 1$.

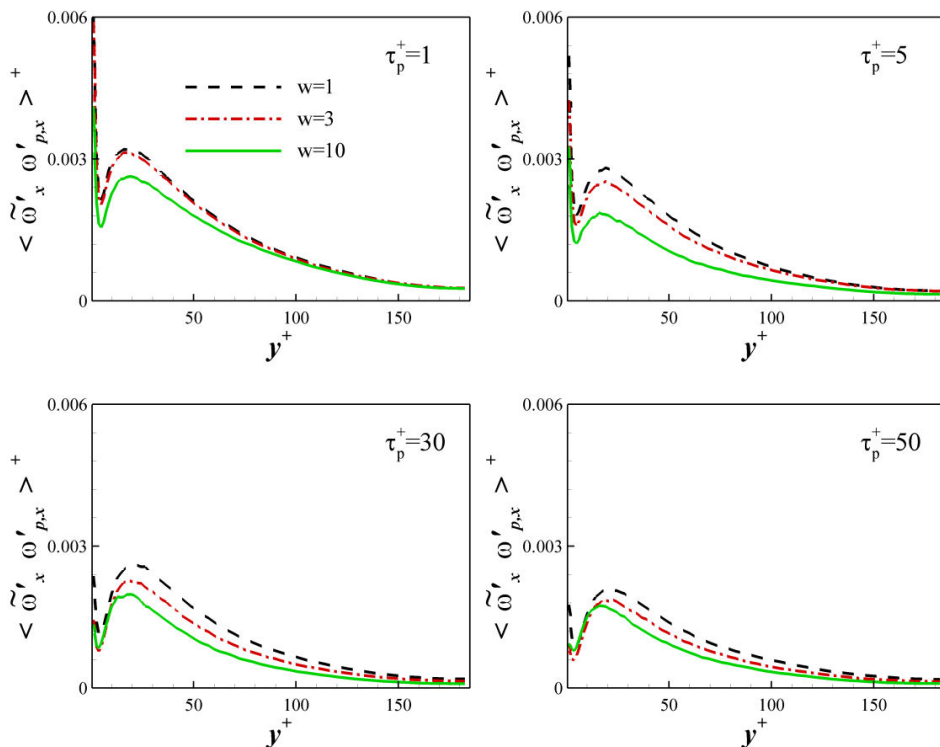


Figure 6.33 - Covariance fluide-particule de la vitesse angulaire longitudinale.

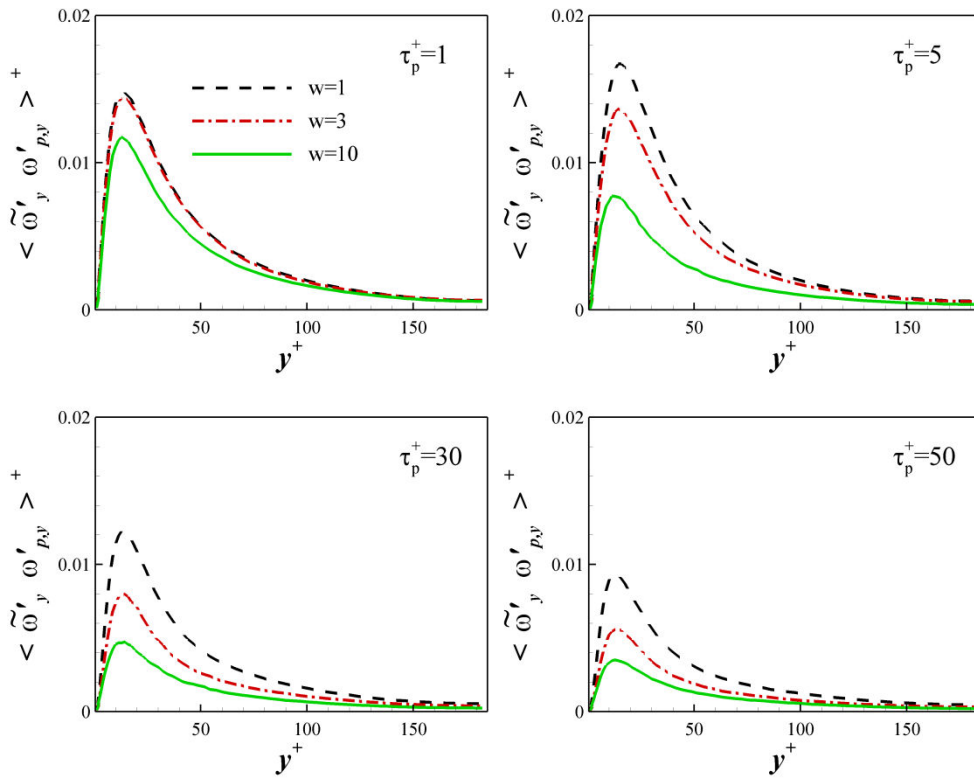


Figure 6.34 - Covariance fluide-particule de la vitesse angulaire normale aux parois.

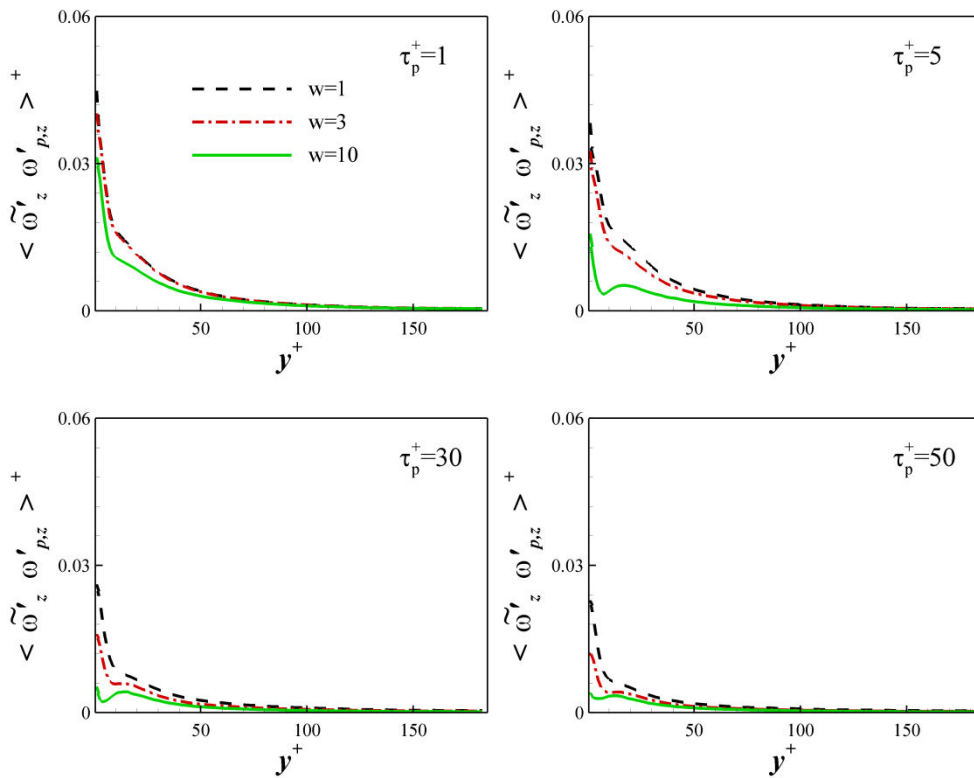


Figure 6.35 - Covariance fluide-particule de la vitesse angulaire transversale.

6.5.5 Ce que l'on retient des statistiques de rotation

Les points clés de cette analyse des statistiques du mouvement de rotation des particules ellipsoïdales confrontées à celles du fluide, du fluide vu et des particules sphériques ainsi sont :

- l'analyse des cosinus directeurs montre que les particules ellipsoïdales s'orientent préférentiellement dans la direction de l'écoulement moyen ;
- en fixant à la fois les temps de relaxation de la translation et de la rotation, une analyse de l'influence de l'effet de forme sur les statistiques de vitesse et de vitesse angulaire a pu être menée. Ceci n'est pas le cas pour les travaux menés Mortensen *et al.*, 2008 , ainsi que ceux de Marchioli *et al.*, 2010, qui eux fixent le seul temps de relaxation de translation ;
- des effets de forme ont été remarqués sur la vitesse angulaire moyenne transversale. Ils sont très accentués par l'inertie des particules tout le long du canal contrairement à ce l'on retrouve dans la littérature. En effet, dans les travaux existants, comme nous, ils observent une diminution mais elle n'est pas aussi significative avec l'allongement des particules et avec l'augmentation de l'inertie. On l'explique par la non prise en compte du couple de tangage, qui s'avère important selon nos résultats ;
- il n'existe aucun effet de forme sur la vitesse angulaire moyenne transversale du fluide vu. Par conséquent, les particules, qu'elles soient sphériques ou non, « voient » la turbulence de la même façon mais il y a une différence sur la manière dont elles réagissent aux sollicitations du fluide ;
- l'agitation du mouvement de rotation des particules est fortement influencée par l'allongement des particules et ce quelle que soit la direction. Des effets aussi accentués n'ont pas été retrouvés dans la littérature en raison de la non-prise en compte du couple de tangage, qui est à l'origine des différents comportements sur les trois composantes de l'agitation angulaire ;
- l'analyse de l'agitation du mouvement de rotation dans les directions périodiques montre une évolution monotone des particules en fonction du rapport d'aspect. Dans la direction normale aux parois, l'analyse n'est plus si simple puisque les deux couples peuvent agir dans deux directions différentes influençant de manière importante l'agitation du mouvement de rotation. Aucune monotonie n'est alors constatée ne facilitant pas l'analyse de l'effet de forme dans cette direction ;
- l'agitation de vorticité du fluide vu ne varie quasiment pas en fonction de la forme des particules quelle que soit la direction. Encore une fois, qu'elles soient sphériques ou non, les particules « voient » la turbulence de la même façon mais il y a une différence sur la manière dont elles réagissent aux sollicitations du fluide ;
- l'allongement des particules induit un effet semblable à un effet de « filtrage » de l'agitation de la vorticité du fluide vu.

6.6 Conclusion

Dans ce chapitre 6, on a reporté les résultats des simulations DNS/DPS en apesanteur pour des particules sphériques et ellipsoïdales. Ceux-ci ont été analysés par visualisation ainsi que par l'estimation des statistiques de translation et de rotation.

Concernant les particules, ces résultats montrent qu'il existe un effet de forme sur la distribution des particules ellipsoïdales. En revanche, les zones de concentration préférentielle dans la sous-couche visqueuse de ces particules restent caractérisées par la même propriété de faible vitesse longitudinale « low speed streaks ».

Par ailleurs, l'estimation de la PDF du nombre de Reynolds particulaire montre que les particules se retrouvent majoritairement dans un régime non linéaire ($Re_p > 0.1$), d'où l'intérêt d'utiliser les corrélations développées dans le chapitre 3. En revanche, le nombre de Reynolds angulaire demeure inférieur à 0.1 pour la majorité des particules, ce qui permet d'utiliser les formulations analytiques pour le couple lié à la rotation du fluide.

Concernant les statistiques de vitesse, on constate que la vitesse moyenne longitudinale n'est pas significativement modifiée par la forme des particules. De même, l'agitation turbulente des particules n'est pas altérée par la forme de ces dernières, à l'exception de l'agitation turbulente dans la direction longitudinale qui augmente en fonction du rapport d'aspect pour les grandes inerties en zone proche paroi. Cependant, on note que l'effet du gradient de la vitesse longitudinale subsiste pour les particules ellipsoïdales en maintenant l'agitation turbulente longitudinale de l'ordre de celle du fluide vu. En ce qui concerne la covariance des vitesses fluide-particule, on note que la forme n'apporte pas de changements significatifs. Ainsi, l'effet du filtrage par l'inertie est exercé de la même manière que pour les particules sphériques, i.e., une diminution des valeurs de la covariance avec l'augmentation de l'inertie.

Les statistiques de rotation montrent, quant à elles, que les particules s'orientent préférentiellement dans la direction de l'écoulement moyen dans la zone proche de la paroi. De plus, la moyenne de la vitesse angulaire moyenne transversale diminue significativement pour les particules allongées par rapport à celle de la sphère. En outre, l'agitation de la rotation des particules varie significativement en fonction de la forme et de l'inertie. Contrairement à ce qui a été remarqué par Mortensen *et al.*, 2008 et Marchioli *et al.*, 2010, des effets de forme très accentués par l'inertie apparaissent en raison de la prise en compte du couple de tangage.

On tient à rappeler que les statistiques de la vitesse angulaire des particules, dans le centre du canal, sont à prendre avec précaution. La raison de cette recommandation réside dans le fait que la vitesse angulaire dépend du couple de tangage. Comme on l'a observé sur la figure (6.5), il existe un nombre important de particules dont le nombre de Reynolds particulaire est inférieur à l'unité. Celles-ci se retrouvent majoritairement dans le centre du canal où la vitesse relative entre le fluide et les particules peut être faible. Dans ce cas, le couple de tangage est estimé par l'extrapolation de la corrélation établie dans le chapitre 3. Cette extrapolation conduit à une prédiction moins précise du coefficient du couple de tangage (écart relatif moyen = 61% pour $Re_p = 0.1$).

Concernant les statistiques du fluide vu par les particules, on constate que celles-ci ne sont pas altérées par la forme des particules, que cela soit pour la moyenne de la vitesse longitudinale ou l'agitation turbulente du fluide vu. Ceci est également le cas pour la vitesse angulaire transversale à l'écoulement ainsi que l'agitation de la rotation du fluide vu dans toutes les directions. En revanche, la covariance des vitesses angulaires fluide-particule présente un effet semblable à un effet de « filtrage » par la forme.

De ces résultats, il paraît indéniable qu'il existe un effet de forme qui peut être combiné à un effet d'inertie. À cela s'ajoute l'effet du gradient de vitesse longitudinale sur l'agitation turbulente des particules. Le choix des variables statistiques a été effectué de sorte que l'on puisse observer et interpréter les tendances globales du comportement des particules non-sphériques en écoulement turbulent. Pour une étude plus poussée, d'autres variables statistiques doivent être estimées. En effet, d'un point de vue énergétique, l'estimation de la PDF des angles d'incidences pour vérifier l'existence d'un comportement tendant à minimiser la force de traînée peut s'avérer très pertinente. De même, une étude statistique sur les forces et couples hydrodynamiques peut aider à identifier la prépondérance des uns sur les autres. Ceci peut également nous éclairer sur les effets de la non-linéarité des forces hydrodynamiques ainsi que du couple de tangage. Tous ces points sont importants à analyser. Ils feront l'objet d'un travail complémentaire visant à une meilleure compréhension de ce que l'on a observé dans la présente étude.

À noter que toutes ces statistiques sont obtenues dans le repère inertiel. Il serait intéressant d'effectuer une analyse de la prépondérance des couples de tangage et du couple lié à la rotation du fluide dans les repères liés aux particules.

Chapitre 7

Etudes des effets couplés de la forme, de l'inertie et du croisement de trajectoires

7.1 Présentation

Nous avons défini dans le chapitre 4, l'effet de croisement de trajectoires par l'existence d'une vitesse relative moyenne entre le fluide porteur et la phase dispersée qui résulte de la présence d'une force extérieure. Cependant, il ne s'agit pas de la vitesse relative instantanée entre les particules solides et la particule fluide (fluide vu). Cet effet a été observé par Yudine (1959) pour des particules dispersées dans l'atmosphère. Son étude a mis en évidence l'importance de l'existence d'une vitesse de glissement qui induit un déplacement des particules au travers de zones de l'écoulement fluide caractérisées par des propriétés significativement différentes. Csanady (1963) s'est intéressé à l'influence de cet effet sur la dispersion d'un nuage de particules fines dans l'atmosphère et à sa formalisation. De même, cet effet a été étudié expérimentalement par Wells & Stock (1983), qui ont mis en évidence, la contribution de cette vitesse de glissement dans la diminution du coefficient de dispersion des particules. Dans ces études, l'effet du croisement de trajectoires a été étudié sur la base d'une hypothèse d'inertie négligeable en raison de l'importance de la taille des structures tourbillonnaires présentes dans ces écoulements. Quelques années plus tard, Deutsch (1993) ont montré que l'effet de croisement de trajectoires ne peut être traité séparément de l'effet d'inertie, et que celui-ci contribue à la modification, non seulement de la valeur du coefficient de dispersion des particules, mais aussi de la variance des vitesses fluctuantes. Jusqu'à présent et à notre connaissance, seuls les effets couplés de l'inertie et du croisement de trajectoires ont été étudiés pour des particules sphériques. On se pose alors la question légitime de l'existence d'un effet de forme additionnel à ces deux effets d'inertie et de croisement de trajectoires. Pour répondre à cette question, on s'intéressera dans ce chapitre 7 uniquement aux statistiques « standards » de la dynamique de la phase dispersée que l'on a utilisées dans le chapitre 6.

Les caractéristiques et les paramètres de nos simulations numériques sont identiques à ceux que l'on a décrits dans le chapitre 6. Cependant, afin d'étudier l'effet de croisement de trajectoires (par la présence d'un glissement moyen important), on introduit la force de gravité qui agira dans le sens opposé à l'écoulement moyen du fluide (figure 7.1). La valeur de l'accélération gravitationnelle est déterminée de sorte que la vitesse de chute finale (déterminée en régime de Stokes),

$$v_g = \frac{|\rho_p - \rho_f| g d_p^2}{18\mu_f K} = \tau_p g$$
, soit fixe pour l'ensemble des cas traités. Afin d'assurer une large vitesse

de glissement entre la phase fluide et la phase dispersée, on a fixé cette vitesse terminale de chute (adimensionnée par les variables de paroi u_τ et viscosité ν) à $v_g^+ = \tau_p^+ g^+ = 5$. A noter que cette l'accélération gravitationnelle reste dans tous les cas inférieure à la valeur terrestre ($g = 9.81 m s^{-2}$). En effet, la plus grande valeur de cette accélération est obtenue pour le cas de la sphère ayant une inertie $\tau_p^+ = 1$, la valeur vaut $g = 7.8 m s^{-2}$.

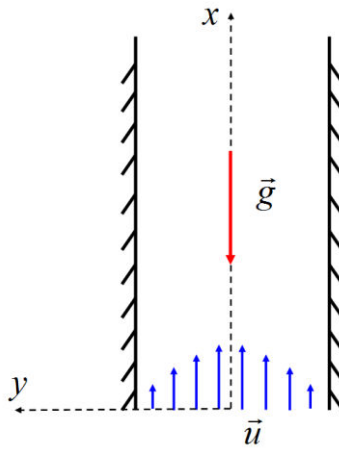


Figure 7.1 - Schéma représentatif d'un écoulement vertical ascendant.

7.2 Concentration préférentielle

De façon similaire à l'analyse visuelle que l'on a effectuée dans le chapitre 6, on reporte sur les figures (7.2, 7.3 et 7.4) la distribution instantanée des particules dans une tranche représentant la sous-couche visqueuse pour tous les cas concernés par l'étude ($w=1, 3$ et 10 , $\tau_p^+ = 1, 5, 30$ et 50). Tout d'abord, on a bien précisé ci-dessus, lorsqu'on a défini le croisement de trajectoires, que les particules traversent des zones fluides de propriétés très différentes. On devine alors que la distribution instantanée des particules pourra être différente de ce que l'on a observé en apesanteur. Les figures (7.2, 7.3 et 7.4) confirment cette prédiction, déjà par le nombre de particules situées dans la sous-couche visqueuse qui est largement inférieur à ce que l'on a observé dans le chapitre 6 (figures 6.1 6.2 et 6.3). En effet, augmente en fonction de l'inertie et diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect. Ce nombre de particules relativement petit rend la distinction des zones de regroupement très difficile. Néanmoins, on constate que les particules sphériques présentent un nombre de particules relativement élevé dans la sous-couche visqueuse. Ceci permet d'observer les lignes constituées par les particules pour les inerties $\tau_p^+ = 5$, $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, alors qu'on n'observe aucun regroupement flagrant des particules pour $\tau_p^+ = 1$. Ceci est semblable aux cas sans gravité, même si le nombre de particules sphériques situées dans cette zone est significativement altéré par l'introduction de cette force de gravité. Cependant, on remarque que ces lignes ne sont pas superposées parfaitement aux stries de faible vitesse longitudinale. On note quand même que la majorité de ces lignes sont situées effectivement dans ces stries. Concernant les particules ellipsoïdales, on remarque que les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=3$, présentent des regroupements moins prononcés que ceux des particules sphériques pour $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$. De plus, contrairement à ce que l'on a remarqué en apesanteur, les lignes constituées par les particules sont plus nettes pour $\tau_p^+ = 50$ par rapport à $\tau_p^+ = 30$. Ces regroupements sont globalement caractérisés par le même critère de faible vitesse longitudinale pour les deux inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$. Par ailleurs, pour les faibles inerties, $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, le nombre de particules est très faible pour conclure sur l'existence ou pas des ces regroupements. Les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=10$ sont moins regroupés pour les grandes inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, comparativement aux ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=3$. En outre, leur nombre est très petit pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, ce qui empêche de statuer sur leur zone de concentration préférentielle. Toutefois, on remarque que les rares particules ellipsoïdales présentes dans cette zone se situent dans des zones de forte vitesse longitudinale qui les ramènent vers la paroi.

Il en ressort de cette analyse visuelle que la distribution spatiale instantanée est fortement influencée par la pesanteur:

- le nombre de particules est largement inférieur à celui que l'on a observé en apesanteur, ce qui du à l'écoulement ascendant ;
- les zones de ces regroupements sont relativement difficiles à identifier et à caractériser surtout pour les particules ellipsoïdales ;
- l'effet combiné de la pesanteur et de la forme des particules altère de façon substantielle la concentration instantanée des particules, et celui-ci n'est pas jugulé par l'inertie des particules.

Ces trois points peuvent s'avérer décisifs dans la suite de notre analyse. Toutefois, il est nécessaire de vérifier si les concentrations instantanées perdurent dans le temps d'où le recours à l'estimation de la concentration moyenne.

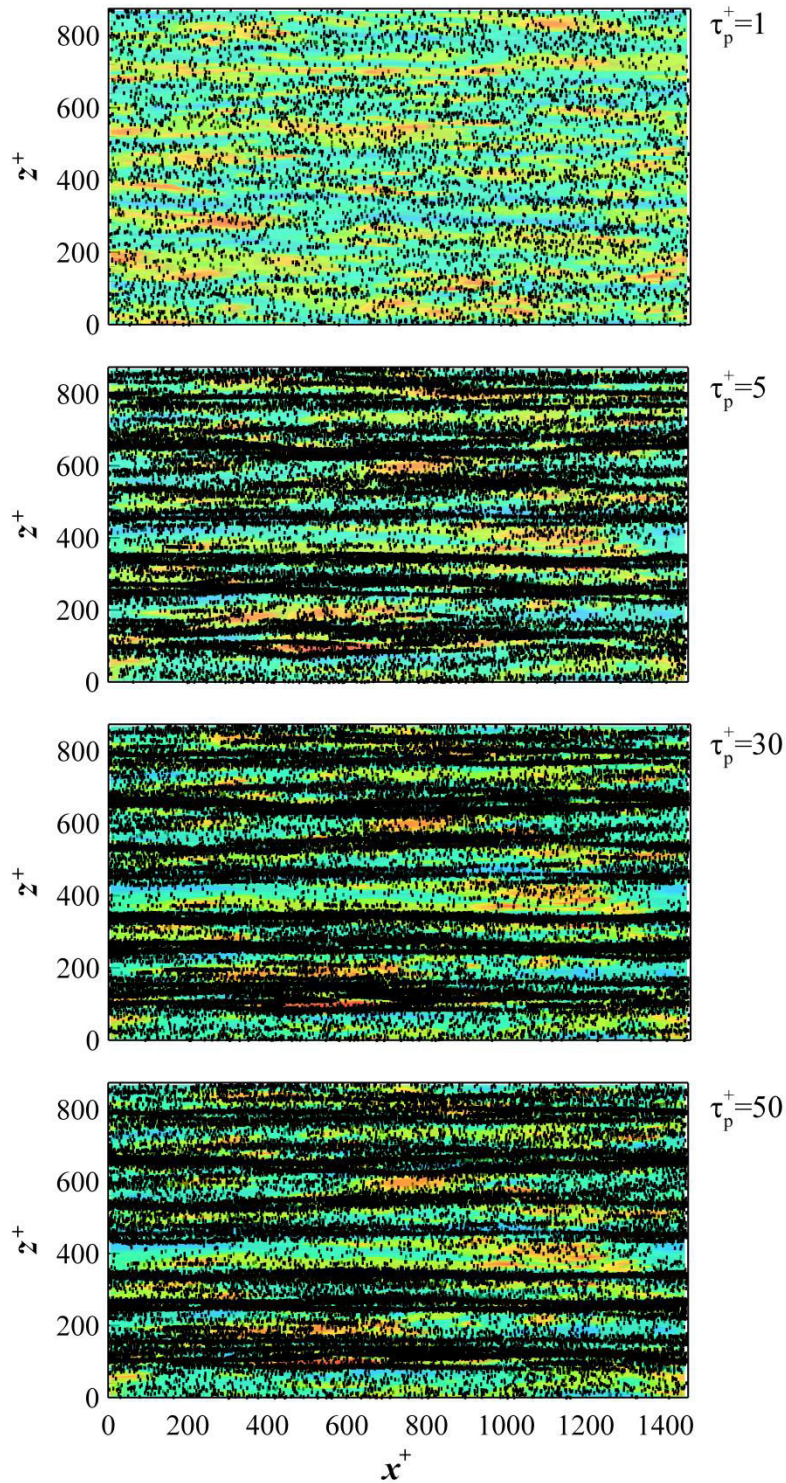


Figure 7.2 - Distribution instantanée des particules sphériques situées dans une tranche parallèle aux parois et situées dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

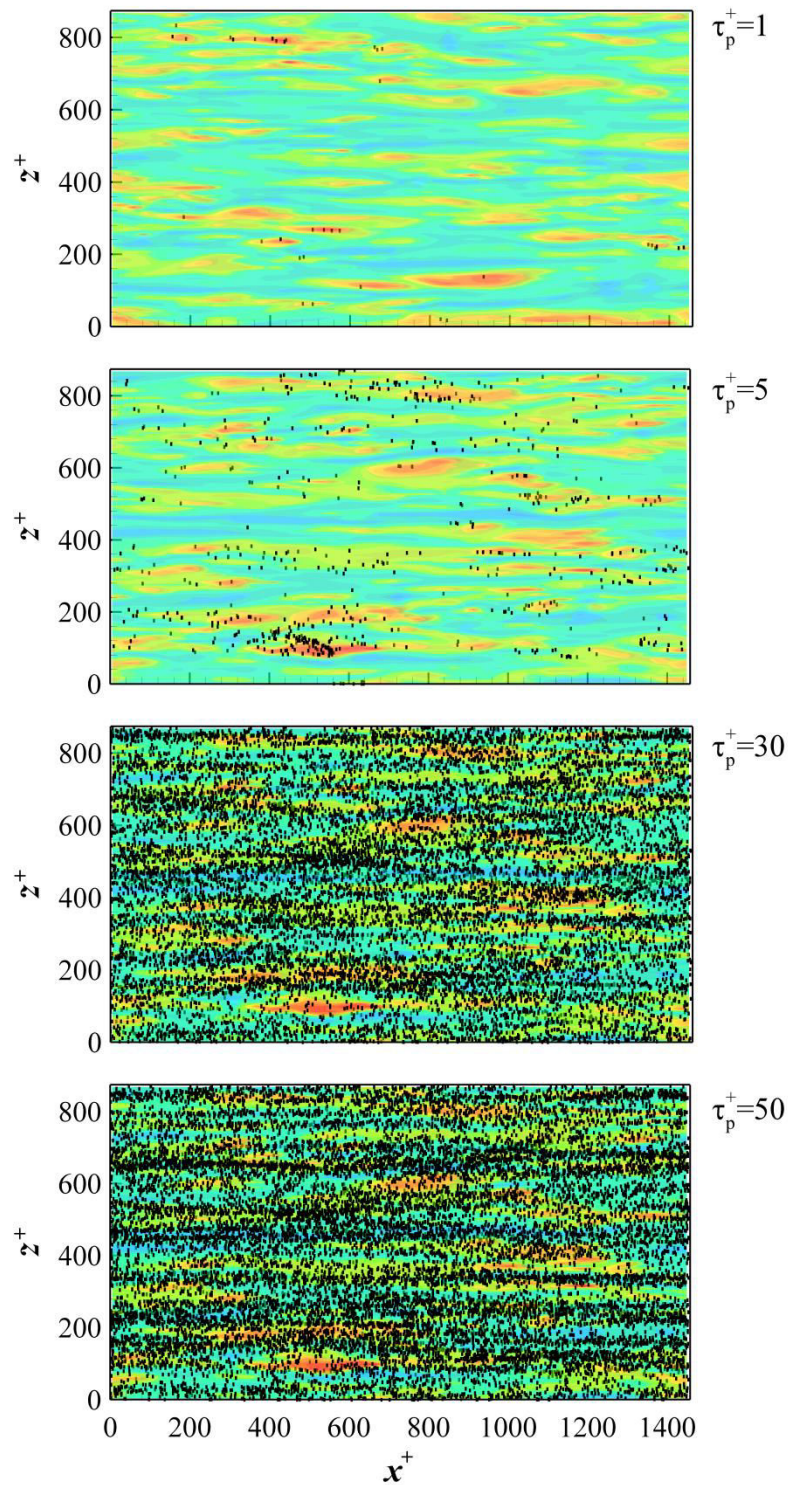


Figure 7.3 - Distribution instantanée des particules ellipsoïdales de rapport d'aspect $w=3$, situées dans une tranche parallèle aux parois et située dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

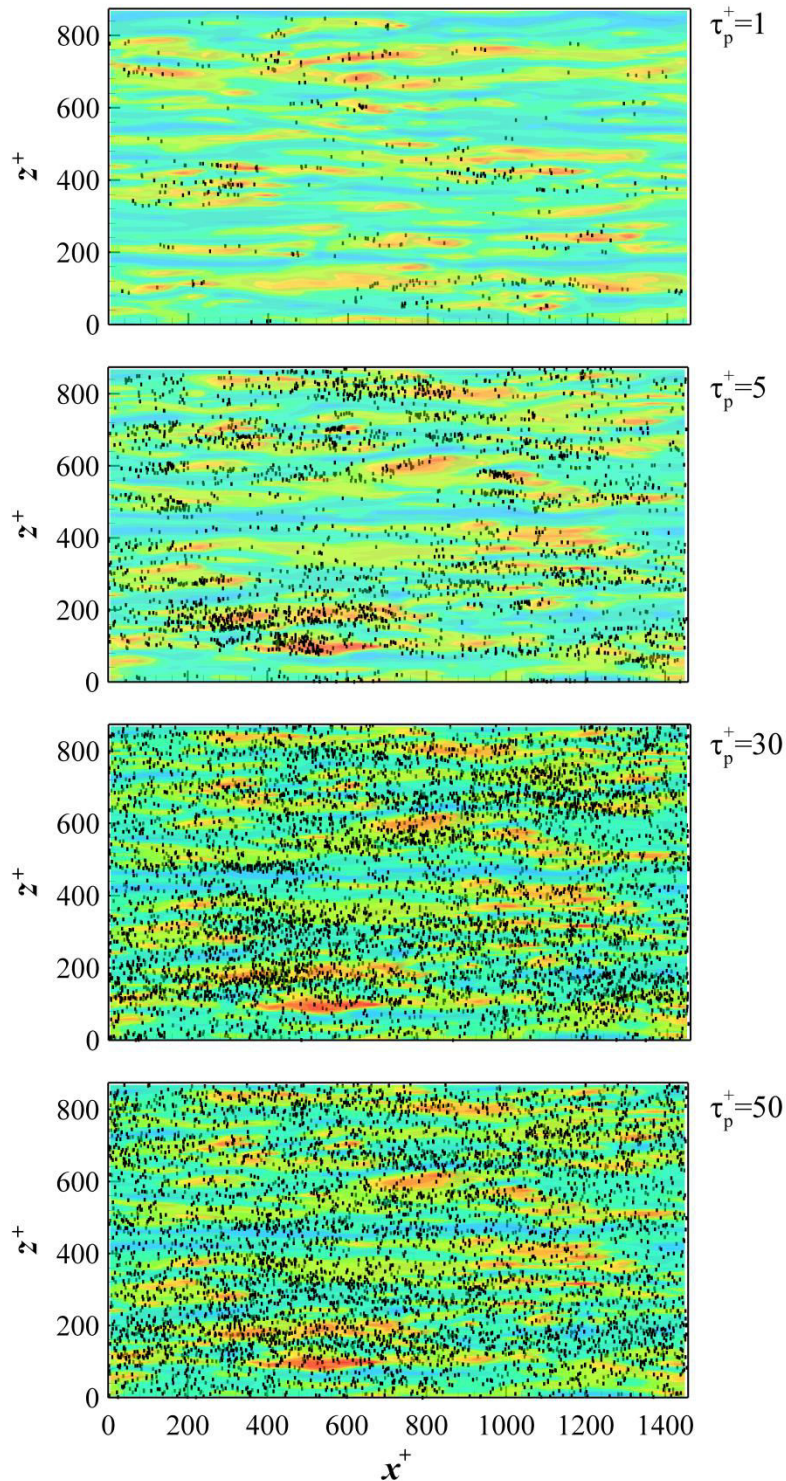


Figure 7.4 - Distribution instantanée des particules ellipsoïdales de rapport d'aspect $w=10$, dans une tranche parallèle aux parois et située dans l'intervalle $1 < y^+ < 5$. La phase fluide est représentée par les contours de fluctuations de la vitesse longitudinale dans le plan située $y^+ = 5$. Zones en bleu : $u'_x < 0$, zones en rouge : $u'_x > 0$.

7.3 Concentration

La concentration moyenne des particules est reportée sur la figure (7.5). On constate tout d'abord que cette concentration est moins importante dans la zone proche paroi comparativement à ce l'on a observé dans le chapitre 6 (figure 6.4). Toutefois, la concentration des particules sphériques reste

relativement importante dans cette zone par rapport à celle des particules ellipsoïdales. Ceci confirme ce que nous constatons dans l'analyse visuelle. Le faible nombre de particules ellipsoïdales dans cette zone n'est pas seulement instantané, mais il perdure aussi au cours du temps. La faible concentration dans la zone proche paroi des particules ellipsoïdales pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, implique que l'effet de l'un glissement important entre les deux phases induit une forte vitesse relative, qui induit une force de portance dirigée vers le centre du canal. Les particules sont donc soulevées par des filaments tourbillonnaires de la paroi et les entraînent vers le centre du canal. Ce comportement constitue un effet majeur d'une forte vitesse de glissement et de la forme des particules. En effet, ce comportement n'a pas été observé dans notre étude en apesanteur dans laquelle un nombre important de particules étaient piégées dans la zone proche paroi. En revanche, pour les plus fortes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$), cet effet est atténué et la valeur de la concentration devient relativement du même ordre dans tout le canal pour chaque cas étudié. Ceci n'est pas le cas des particules sphériques qui ne sont pas soumises à cette force de portance d'où la concentration modérément élevée et qui reste du même ordre qu'en apesanteur et ce, quelle que soit leur inertie.

Ce que l'on retient principalement de ces concentrations moyennes se résume à :

- la concentration moyenne des particules sphériques reste quasiment du même ordre que cela soit en apesanteur ou avec l'introduction de la gravité quelle que soit leur l'inertie ;
- la concentration moyenne des particules ellipsoïdales est fortement influencée par la vitesse de glissement induite par la force extérieure et ce, quelle que soit leur inertie ;
- pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, cette concentration moyenne est largement affectée par l'effet de la forte vitesse de glissement pour les particules ellipsoïdales dans la sous-couche visqueuse. En effet, dans cette zone il n'y a presque plus de particules ellipsoïdales.

A noter que ce dernier point est très important pour l'estimation des statistiques de dispersion. En effet, celles-ci ne sont pas convergées et peuvent fortement biaiser notre analyse des différents effets. De ce fait, on ne manquera pas de rappeler que les résultats que l'on obtient dans cette zone pour $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, sont à prendre avec précautions pour l'analyse globale des différents effets.

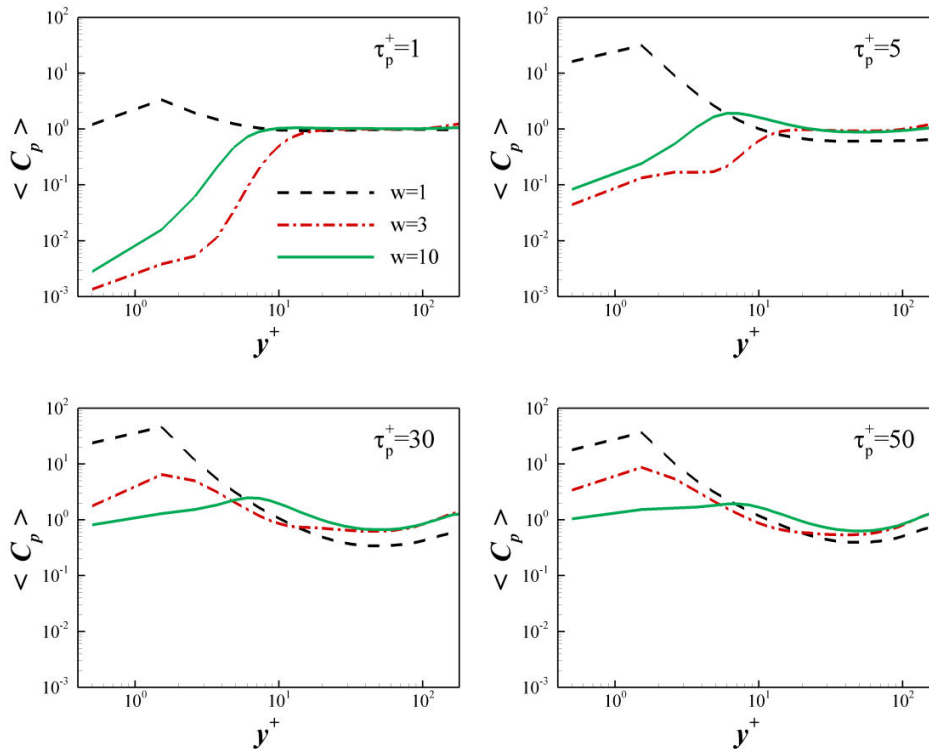


Figure 7.5 - Concentration moyenne de la phase dispersée $\langle C_p \rangle$ en fonction de y^+ .

7.4 Nombres de Reynolds

L'introduction de la force de gravité agissant dans le sens opposé à celui de l'écoulement induit des vitesses relatives entre les particules et le fluide très élevées par rapport à notre étude en apesanteur. On devine alors que les nombres de Reynolds particulaires sont aussi plus élevés comparativement à ceux que l'on a estimés en apesanteur. Sur la figure (7.6), on reporte la densité de probabilité (PDF) du nombre de Reynolds particulaire (translation). On voit clairement que la majorité des particules est située dans le régime non-linéaire ($Re_p > 0.1$). Cela impose donc l'utilisation de formulations empiriques pour prédire les coefficients hydrodynamiques. Concernant le nombre de Reynolds angulaire, la prédiction est plus complexe étant donné que l'on ne connaît pas l'effet de la vitesse de glissement sur le mouvement de rotation. On a donc tracé le nombre de Reynolds angulaire (rotation) sur la figure (7.7) pour tous les cas considérés. On constate que la densité de probabilité du nombre de Reynolds angulaire ne change pas significativement (en présence de la gravité) pour atteindre un régime non-linéaire. En effet, on peut voir que $Re_{p\omega}$ dépasse rarement la valeur de référence 0.1 ce qui implique que les particules sont situées en régime de Stokes dans leur mouvement de rotation.

On conclue alors qu'il est nécessaire de prendre en compte le régime non-linéaire pour l'estimation des forces hydrodynamiques ainsi que pour le couple de tangage, alors que l'utilisation des expressions analytiques reste valable pour le couple lié à la rotation du fluide.

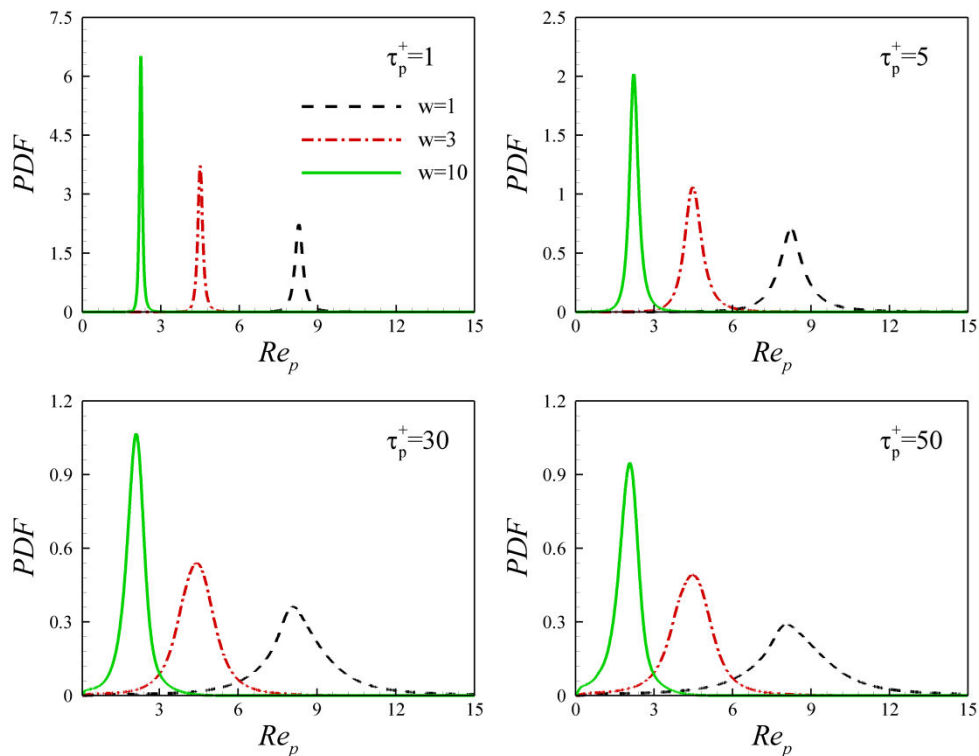


Figure 7.6 - PDF du nombre de Reynolds particulaire Re_p .

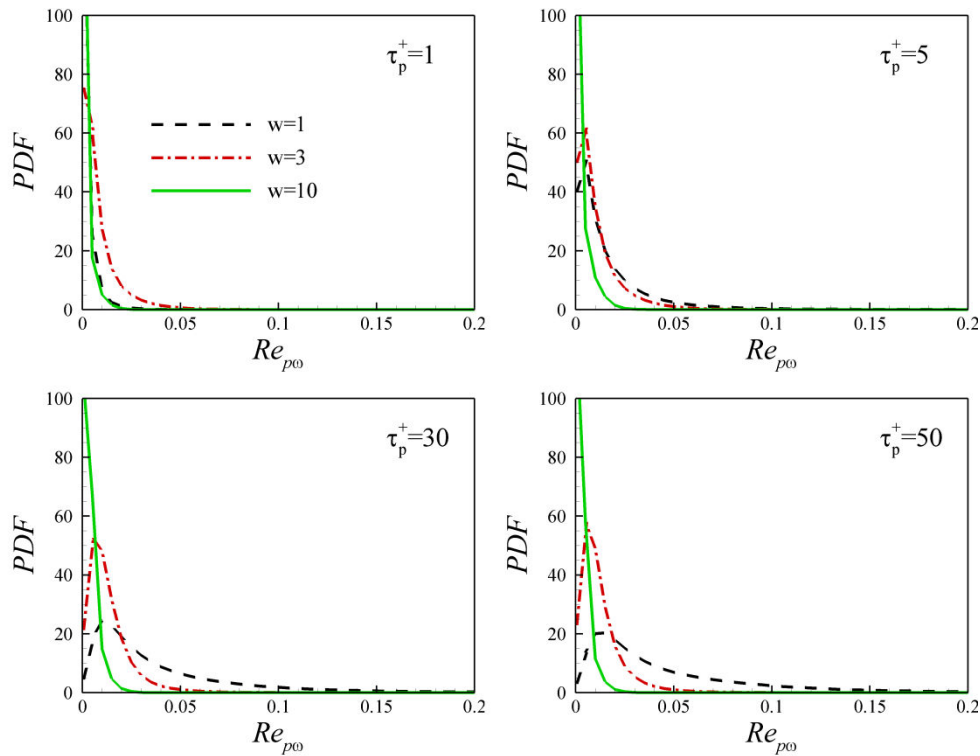


Figure 7.7 - PDF des nombres de Reynolds angulaires $Re_{p\omega}$.

7.5 Statistiques de translation

7.5.1 Moyenne de la vitesse

Vitesse moyenne longitudinale

Sur la figure (7.8), on reporte la vitesse moyenne longitudinale des particules ainsi que celle du fluide porteur. De même que l'on trace la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu confrontée à celle du fluide sur la figure (7.9).

Tout d'abord, on note que la valeur de cette vitesse des particules demeure inférieure à celle du fluide dans tout le canal et pour tous les cas concernés par cette étude, ce qui n'est pas le cas en apesanteur (figure 6.8). En revanche, la vitesse moyenne longitudinale du fluide vu reste relativement proche de celle du fluide porteur et ce, quels que soient l'inertie et le rapport d'aspect des particules, ce qui ne présente pas de différences significative avec notre étude en apesanteur (figure 6.9). Cependant, on constate que la différence entre les vitesses du fluide porteur et des particules varie selon le rapport d'aspect.

De façon similaire à l'analyse que l'on a effectuée dans le chapitre 6, on s'intéresse ici à trois zones particulières :

- **Zone** $0 < y^+ < 5$: dans cette zone on remarque que la vitesse moyenne longitudinale $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est négative quel que soit le rapport d'aspect, à l'exception des ellipsoïdes de rapport d'aspect $w = 3$ pour une faible inertie $\tau_p^+ = 1$, pour lesquels cette vitesse devient positive pour $y^+ > 2$. Cette vitesse $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est donc modifiée de manière importante par la pesanteur. Par ailleurs, on note que la vitesse $\langle v_{p,x} \rangle^+$ des particules sphériques reste inférieure à celle des ellipsoïdes quel que soit le rapport d'aspect. De plus, on remarque que pour les inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, l'évolution de cette vitesse en fonction du rapport d'aspect n'est pas monotone, i.e.,

$\langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=1} < \langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=10} < \langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=3}$. Ceci n'est pas le cas des particules avec une inertie plus fortes ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$), qui présentent une évolution monotone de la vitesse moyenne longitudinale en fonction du rapport d'aspect $\langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=1} < \langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=3} < \langle v_{p,x} \rangle^+ |_{w=10}$. Pour tenter d'expliquer ces différences, on peut se baser sur les concentrations moyennes des particules (figure 7.5). En effet, comme énoncé plus haut, le nombre de particules ellipsoïdales présentes dans cette zone pour ce type d'écoulement ascendant peut être faible, notamment pour $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$. Il s'avère alors difficile de conclure de façon claire sur la monotonie ou non monotonie de ces statistiques de $\langle v_{p,x} \rangle^+$. En revanche, pour les grandes inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, l'évolution monotone de $\langle v_{p,x} \rangle^+$ en fonction du rapport d'aspect semble avoir un sens physique, puisque $\langle v_{p,x} \rangle^+$ est estimé pour un nombre de particules suffisamment élevée. Ainsi, l'évolution monotone de $\langle v_{p,x} \rangle^+$ en fonction du rapport d'aspect résulte d'un effet combiné de la forme et de la forte vitesse de glissement. L'effet de l'inertie est quant à lui s'avère moins significatif pour toutes les particules considérées.

- Zone** $5 < y^+ < 50$: dans cette zone la vitesse moyenne longitudinale des particules devient positive tout en restant inférieure à celle du fluide porteur pour tous les cas considérés. Cependant, on note que pour les inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, l'effet de forme subsiste à travers les différences significatives de l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale en fonction du rapport d'aspect. Cet effet de forme s'atténue pour les grandes inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, qui présentent des vitesses moyennes $\langle v_{p,x} \rangle^+$ relativement proches pour toutes les particules. De plus, l'écart entre la vitesse moyenne des différentes particules $\langle v_{p,x} \rangle^+$ et celle du fluide $\langle u_x \rangle^+$ devient quasiment constante dans toute la zone. En observant la vitesse moyenne du fluide vu (voir la figure 7.9) on constate qu'elle ne varie pas significativement en fonction du rapport d'aspect. Ainsi, il n'existe pas d'effet significatif sur ce les particules voient en moyenne $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$, mais il y a une différence dans la façon dont elles se comportent par rapport par rapport à la sollicitation du fluide vu, d'où une vitesse moyenne longitudinale $\langle \tilde{u}_x \rangle^+$ qui peut être différente selon la forme des particules. Par ailleurs, de même que pour la zone $0 < y^+ < 5$, l'effet de l'inertie n'est pas significatif dans cette zone.
- Zone** $y^+ > 50$: on observe dans cette zone, que l'écart entre la vitesse moyenne longitudinale des particules et celle du fluide est quasiment constant pour chacune des particules et pour toutes les inerties. Cependant, on remarque que l'effet de forme subsiste pour les petites inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$ avec une évolution monotone de $\langle v_{p,x} \rangle^+$ en fonction du rapport d'aspect. En effet, on note que $\langle v_{p,x} \rangle^+$ diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect et ce, quelle que soit l'inertie des particules. Toutefois, bien que cette évolution existe aussi pour les grandes inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$, les différences sont moins significatives entre les trois rapports d'aspect. Par ailleurs, la vitesse moyenne du fluide vu (Figure 7.9) ne varie pas selon la forme des particules quelle que soit l'inertie des particules. De ce fait, on comprend que les particules sphériques ou ellipsoïdales se différencient dans la façon dont elles réagissent aux sollicitations du fluide vu. A noter que cet effet n'a pas été observé en apesanteur, ce qui implique que l'effet de la forte vitesse de glissement combiné aux effets de forme et d'inertie induisent une telle évolution de la vitesse moyenne longitudinale dans cette zone.

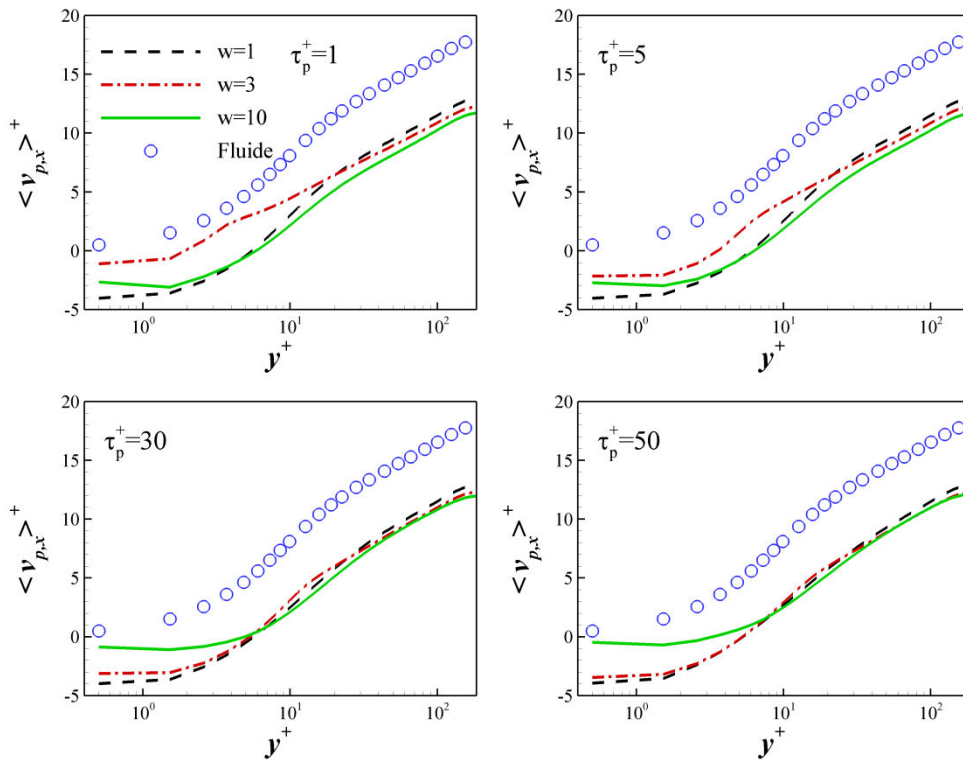


Figure 7.8 - Vitesse moyenne longitudinale du fluide et des particules.

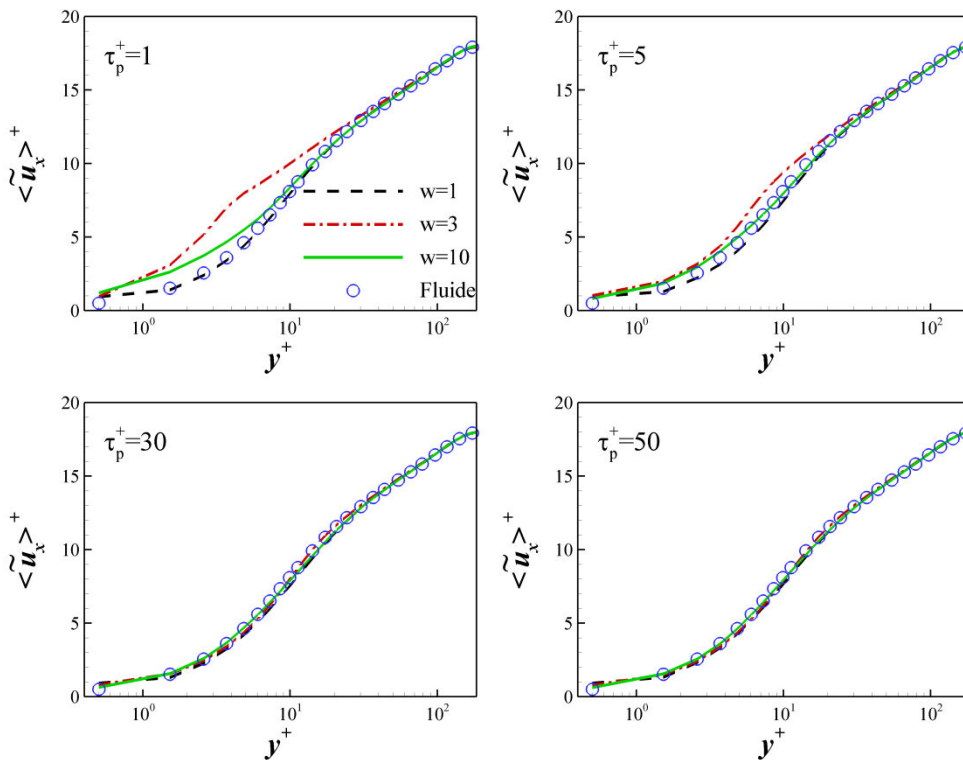


Figure 7.9 - Vitesse moyenne longitudinale du fluide et du fluide vu par les particules.

Afin de compléter l'interprétation de ces différentes allures de la vitesse moyenne longitudinale, on a tracé la moyenne de la vitesse relative longitudinale $\langle V_{R,x} \rangle^+$ sur la figure (7.10). A noter que cette vitesse est calculée sur la base d'une vitesse relative instantanée entre les particules et le fluide vu. On remarque que l'allure de cette vitesse, pour chacun des rapports d'aspect et pour toutes les inerties des particules, concorde avec les observations énoncées pour la vitesse moyenne

longitudinale, i.e., l'existence d'un effet de forme induit par la force de gravité imposée. Cet effet se traduit pour cette variable par une évolution quasi monotone de la vitesse relative en fonction du rapport d'aspect. En effet, on note que pour les particules sphériques, cette vitesse est presque identique à la vitesse terminale de chute $\tau_p^+ g^+ = 5$. Les particules ellipsoïdales présentent, quant à elles, une vitesse relative dont la valeur absolue diminue avec l'augmentation du rapport d'aspect dans la zone $y^+ < 10$, alors qu'elle augmente dans le reste du canal.

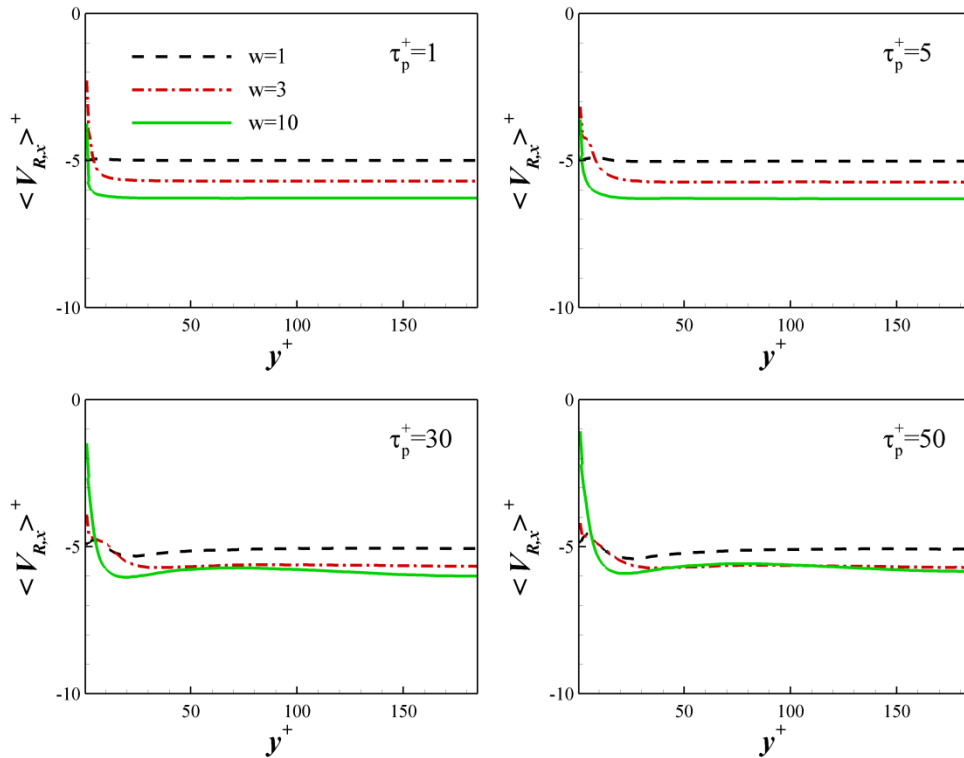


Figure 7.10 - Moyenne de la vitesse relative longitudinale entre le fluide vu et les particules.

De façon similaire à notre étude en apesanteur, on a tracé la vitesse de dérive longitudinale $V_{d,x}^+$ pour toutes les particules sur la figure (7.11). Tout d'abord, on remarque que la vitesse de dérive est globalement négative dans la zone $0 < y^+ < 50$ pour tous les cas étudiés à l'exception des ellipsoïdes de faibles inerties ($\tau_p^+ = 1, \tau_p^+ = 5$), ce qui concorde avec les remarques soulevées précédemment par rapport à ces cas. Cette vitesse de dérive longitudinale négative a également été retrouvée en apesanteur, elle s'explique par le fait que les particules traversent des zones dans lesquelles la vitesse longitudinale du fluide vu est inférieure à celle du fluide. Ceci est en accord avec nos observations de la distribution instantanée des particules (figures 7.2, 7.3 et 7.4) dans lesquelles on a remarqué une concentration préférentielle dans les zones de faible vitesse longitudinale. Par ailleurs, on constate que le minimum de cette vitesse de dérive n'est pas situé à la même distance par rapport à la paroi contrairement que pour le cas en apesanteur. En effet, cette distance varie de façon non monotone selon la forme des particules mais reste quand même dans une zone de l'écoulement caractérisée par une forte intensité turbulente. Ceci montre que l'introduction de la force de gravité combinée à l'effet de forme altère significativement la concentration préférentielle des particules ellipsoïdales. De plus, on remarque que ce minimum diminue significativement et de façon monotone avec l'augmentation de l'inertie pour les particules sphériques contrairement à ce que l'on a observé en apesanteur. L'effet de la gravité induit donc une accentuation de la concentration préférentielle des particules sphériques avec l'augmentation de l'inertie au moins jusqu'à $\tau_p^+ = 50$. Les particules ellipsoïdales ne sont pas sujettes à cette même

analyse en raison de leur faible concentration dans cette zone pour les faibles inerties ($\tau_p^+ = 1, \tau_p^+ = 5$). Néanmoins, on note que les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=3$ présentent un minimum qui diminue pour $\tau_p^+ = 50$ par rapport à $\tau_p^+ = 30$ alors qu'il augmente pour les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=10$. A noter que ce minimum est contenu dans un intervalle dont les limites correspondent aux minimums obtenus pour les particules sphériques à $\tau_p^+ = 1$ et celui de $\tau_p^+ = 5$. Ceci est en très bon accord avec la distribution spatiale instantanée qui montre une faible concentration préférentielle de ces particules ellipsoïdales. Cet accord confirme que cette variable de dérive longitudinale demeure une signature statistique de la concentration préférentielle.

Par ailleurs, on remarque que le comportement des particules ellipsoïdales pour les inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$), est très différents de celui des inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$) ainsi que des cas en apesanteur, dans tout le canal. En effet, même si le nombre de particules dans la zone proche paroi est très faible, le profil de la vitesse de dérive longitudinale des particules ellipsoïdales est en très bon accord avec leur distribution spatiale. Effectivement, la vitesse de dérive longitudinale est positive dans cette zone et la distribution spatiale montre que ces particules se concentrent dans des zones de forte vitesse longitudinale (figure 7.3 et 7.4). Si on passe outre la zone proche paroi $y^+ < 5$ qui présente de faible concentration moyenne, on remarque que la vitesse de dérive $V_{d,x}^+$ demeure positive pour $5 < y^+ < 50$, pour les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w=3$. Ceci constitue une différence majeure de comportement dans cette zone $10 < y^+ < 50$ dont la concentration moyenne devient modérée. Ainsi, cette différence de comportement est directement associée l'effet d'une forte vitesse de glissement combinée à l'effet de forme.

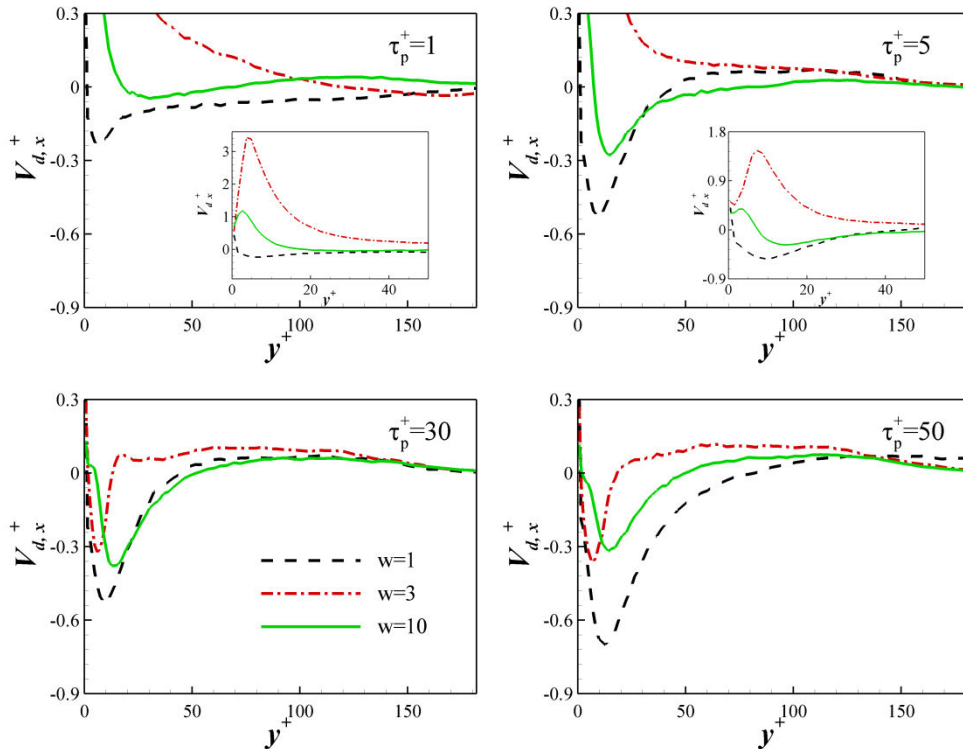


Figure 7.11 - Vitesse de dérive longitudinale.

Vitesse moyenne normale aux parois

La vitesse moyenne normale aux parois des particules est tracée sur la figure (7.12). On constate à partir de cette figure (7.12), que pour les particules ellipsoïdales ont atteint un régime statistiquement quasi-stationnaire, i.e., $\langle v_{p,y} \rangle^+ \approx 0$ quelle que soit l'inertie des particules. Ceci n'est pas le cas des particules sphériques qui n'ont pas atteint ce régime $\langle v_{p,y} \rangle^+ \neq 0$, à l'exception du cas $\tau_p^+ = 1$. De plus, contrairement à ce que l'on a observé en apesanteur, on remarque que cette la vitesse moyenne normale aux parois des particules sphériques présente plus de valeurs négatives qui sont plus importantes en valeur absolue. Les profils de la vitesse moyenne $\langle v_{p,y} \rangle^+$ des particules ellipsoïdales montrent bien que le flux de particules se dirigeant vers la paroi est très faible, ce qui est très bon accord avec la concentration moyenne. En revanche, les particules sphériques présentent une vitesse $\langle v_{p,y} \rangle^+ < 0$ qui montre qu'il existe encore un flux important de particules qui se dirigent vers la paroi.

D'un point de vue de la concentration préférentielle, on a reporté la vitesse de dérive normale aux parois sur la figure (7.12) pour tous les cas concernés par cette étude. On remarque, que cette vitesse de dérive présente quasiment les mêmes caractéristiques que celles obtenues en apesanteur. En effet, pour la majorité des cas, les particules se trouvent dans des zones $V_{d,y}^+ > 0$ pour $y^+ < 50$ et $V_{d,y}^+ < 0$ pour $y^+ > 50$. De plus, on note que, pour ces mêmes zones, le signe de la vitesse de dérive longitudinale est opposé à celui de la vitesse de dérive normale aux parois quasiment pour tous les cas étudiés, ce qui correspond à ce que l'on a observé en apesanteur.

Par ailleurs, outre la zone de faible concentration moyenne, on note que les ellipsoïdes $w=3$ de faibles inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$) présentent une vitesse de dérive $V_{d,y}^+ < 0$ pour $y^+ < 50$ contrairement aux autres cas avec et sans gravité. Une telle vitesse de dérive implique que les particules se trouvent dans des zones de faible vitesse normale aux parois. L'analyse conjointe des vitesses de dérives longitudinale et normale aux parois dans cette zone montre que les particules se situent dans des zones où le fluide se déplace vers la paroi.

Ces différentes observations ne concernent que le seul cas de notre vitesse terminale de chute $\tau_p^+ g^+ = 5$. Elles demandent donc à être vérifiées par d'autres vitesses terminales de chute mais aussi par un nombre de particules plus important.

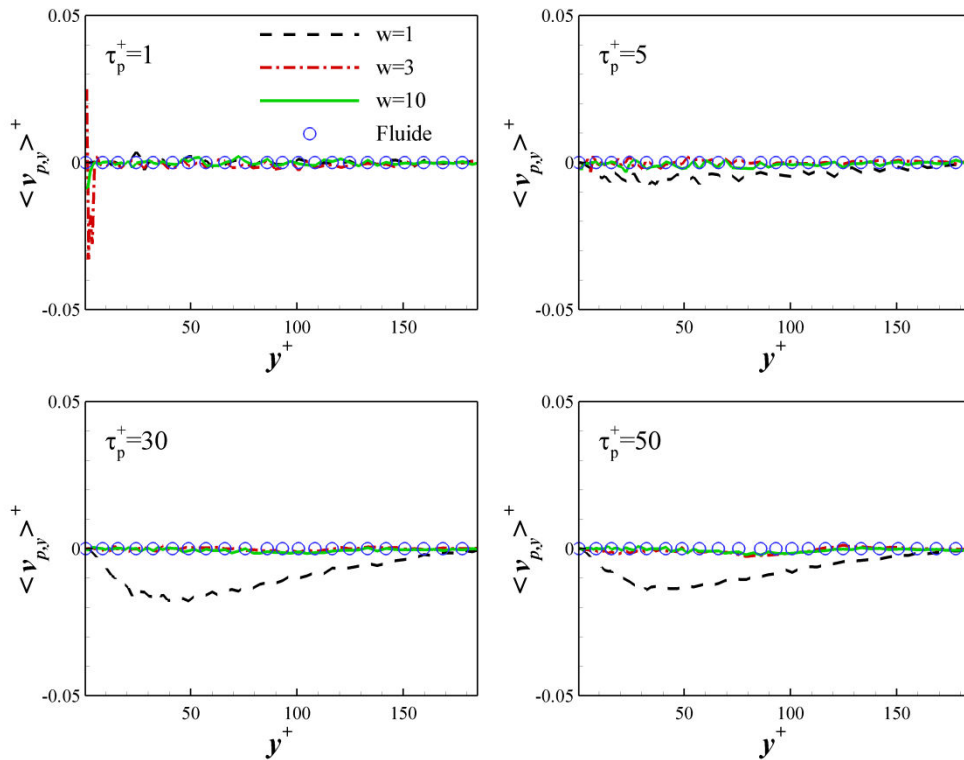


Figure 7.12 - Vitesse moyenne normale à la paroi du fluide et des particules.

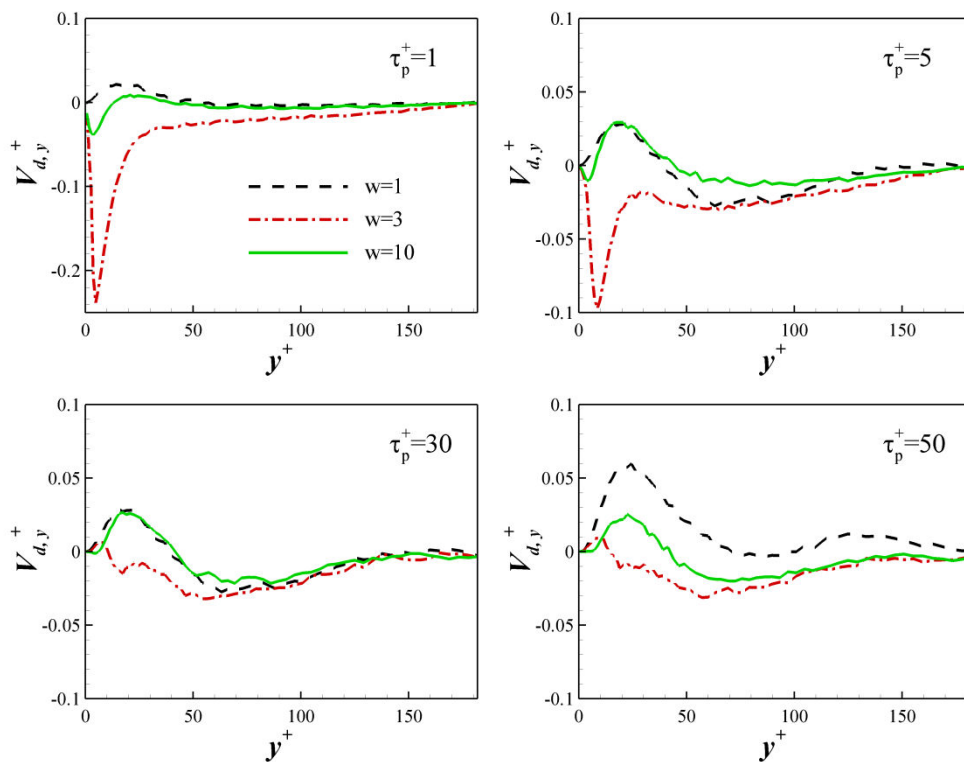


Figure 7.13 - Vitesse de dérive normale à la paroi.

7.5.2 Ecarts types de la vitesse

Afin d'étudier l'agitation turbulente des particules, on a tracé l'écart type de chaque composante de vitesse confronté à l'agitation turbulente du fluide porteur sur les figures (7.14, 7.16 et 7.18). On reporte également l'agitation turbulente du fluide vu comparée à celle du fluide porteur sur les figures (7.15, 7.17 et 7.19). Dans un souci de clarté, on présente l'analyse de ces écarts types

séparément, i.e., écart type de vitesse longitudinale puis les écarts type des vitesses normale aux parois et transversale à l'écoulement.

Ecart type de la vitesse longitudinale

Afin d'analyser l'agitation turbulente des particules dans la direction longitudinale (figure 7.13), on décompose le domaine (canal) en trois zones distinctes :

Zone $0 < y^+ < 5$: dans cette zone on observe un effet de forme conséquent qui se traduit par une augmentation de l'écart type de la vitesse longitudinale en fonction du rapport d'aspect pour les fortes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$). Pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, l'évolution de cet écart type n'est pas monotone en raison du faible nombre de particules ellipsoïdales dans cette zone. En effet, on observe sur la figure (7.5) que les rares particules qui se situent dans cette zone se positionnent dans des zones de forte agitation turbulente. De ce fait, les résultats obtenus dans ce cas peuvent biaiser notre analyse des différents effets, on portera donc moins d'intérêt à ces résultats dans cette zone. Par ailleurs, on constate que l'écart type de la vitesse longitudinale du fluide vu ne présente pas des modifications significatives en fonction de la forme de la particule comme en fonction de leurs inerties, à l'exception des cas $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$ (figure 7.15). Ainsi, les évolutions que l'on observe selon le rapport d'aspect et l'inertie des particules ne sont que le résultat de l'effet de forme et des différentes trajectoires empruntées par les particules, i.e., on n'impute aucun comportement de cette agitation à un effet direct de l'inertie.

Zone $5 < y^+ < 50$: on constate, dans cette zone, qu'il existe un effet de forme non monotone quelle que soit l'inertie des particules. En effet, pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, $\left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=1}^{1/2} > \left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=10}^{1/2} > \left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=3}^{1/2}$, alors que pour les inerties plus élevées ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$), on observe : $\left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=3}^{1/2} > \left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=1}^{1/2} > \left(\langle v_{p,x} \rangle^+\right)_{w=10}^{1/2}$. Par ailleurs, on constate que l'inertie n'a pas d'effet significatif sur l'agitation turbulente des particules dans cette zone. Les légères variations de cette agitation sont essentiellement dues au fluide vu comme le montre la figure (7.15). En outre, l'agitation turbulente longitudinale du fluide vu ne présente pas de différences significatives avec celle des particules (figure 7.15). Ainsi, l'effet du gradient de la vitesse moyenne longitudinale observé en apesanteur reste donc prépondérant.

Zone $y^+ > 50$: dans cette zone on constate qu'il n'existe pas d'effet de forme significatif sur l'écart type de la vitesse longitudinale, quelle que soit l'inertie des particules. En revanche, on remarque une légère diminution de cet écart type en fonction de l'inertie et ce, quel que le rapport d'aspect. On remarque que cette diminution de l'agitation turbulente des particules en fonction de l'inertie n'est pas provoquée par celle du fluide vu (figure 7.15). En effet, cette dernière reste quasiment constante quels que soient le rapport d'aspect et l'inertie des particules. Ce comportement de l'agitation des particules n'a pas été observé en apesanteur, ce qui nous permet de relier cette évolution à l'effet de la pesanteur, donc à l'importance de la vitesse de glissement entre les phases. Il est donc clair que l'introduction de la force de gravité accentue l'effet d'inertie. De plus, on remarque que l'effet du gradient de la vitesse longitudinale subsiste en maintenant l'agitation turbulente dans l'ordre de celle du fluide vu contrairement aux deux autres composantes (figure 7.16 et 7.18). Ainsi, on conclue que la forte vitesse de glissement induit un couplage des effets du gradient de vitesse longitudinale et de l'inertie des particules dans cette zone.

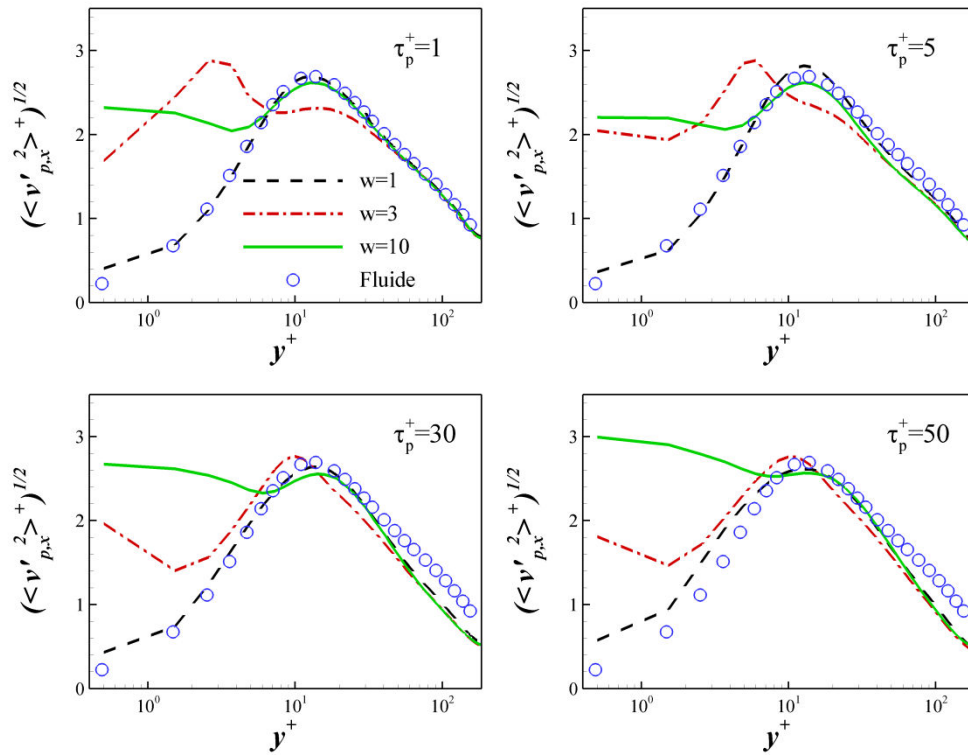


Figure 7.14 - Ecart type de la composante longitudinale de la vitesse des particules.

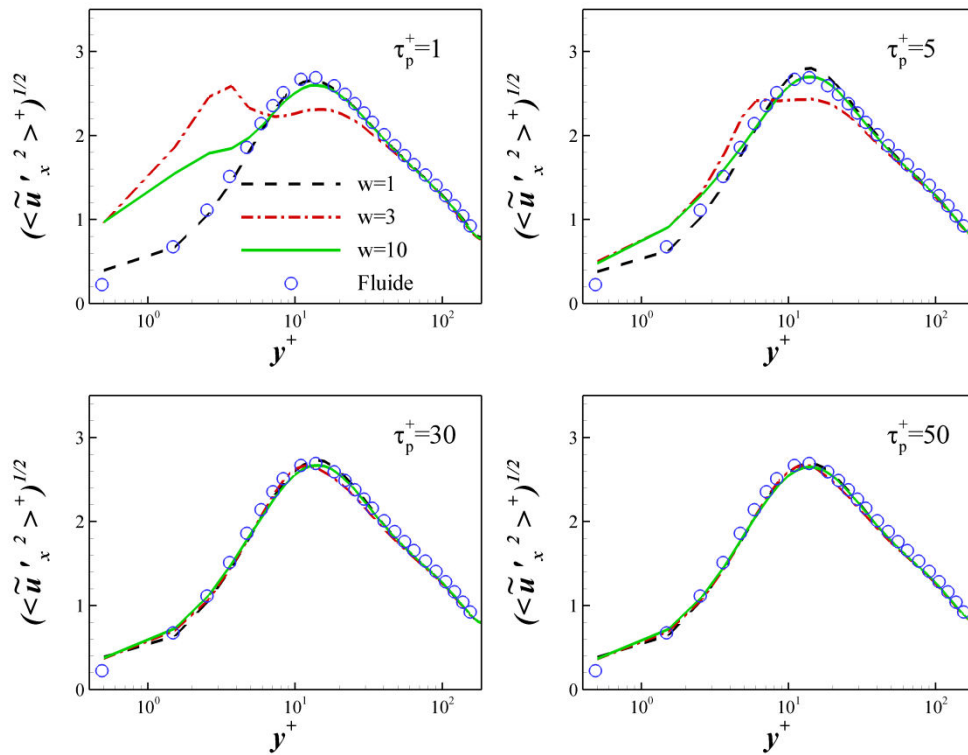


Figure 7.15 - Ecart type de la composante longitudinale de la vitesse du fluide vu.

Ecart type des vitesses normale aux parois et transversale à l'écoulement

Concernant l'écart type de la vitesse normale aux parois, on constate que celui-ci présente un effet de forme dans tout le canal. En effet, on observe une augmentation monotone de cet écart type en fonction du rapport d'aspect dans la zone $0 < y^+ < 5$, pour les grandes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$). Les petites inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$) ne sont pas concernées par notre analyse dans cette zone, pour les raisons évoquées précédemment. Par ailleurs, dans la zone $y^+ > 5$, cet effet devient de plus en plus non monotone. En effet, pour une inertie $\tau_p^+ = 1$, l'effet de forme est très faible. Pour une inertie $\tau_p^+ = 5$, on observe une diminution significative de cet écart type en fonction du rapport d'aspect. Pour une inertie $\tau_p^+ = 30$, l'effet de forme est atténué, alors que pour $\tau_p^+ = 50$ cet effet n'est pas significatif. L'agitation turbulente du fluide vu n'évolue pas en fonction de la forme des particules ce qui conforte l'hypothèse d'un effet de forme sur l'agitation turbulente des particules (figure 7.17). En revanche, on observe un effet de l'inertie pour tous les rapports d'aspect qui se traduit par une diminution de l'écart type de la vitesse normale aux parois avec l'augmentation de l'inertie, i.e., effet de filtrage de l'agitation turbulente par l'inertie.

L'agitation turbulente des particules dans la direction transversale présente des évolutions similaires à l'agitation des particules dans la direction normale aux parois. Ainsi, toutes les observations évoquées ci-dessus restent également valables.

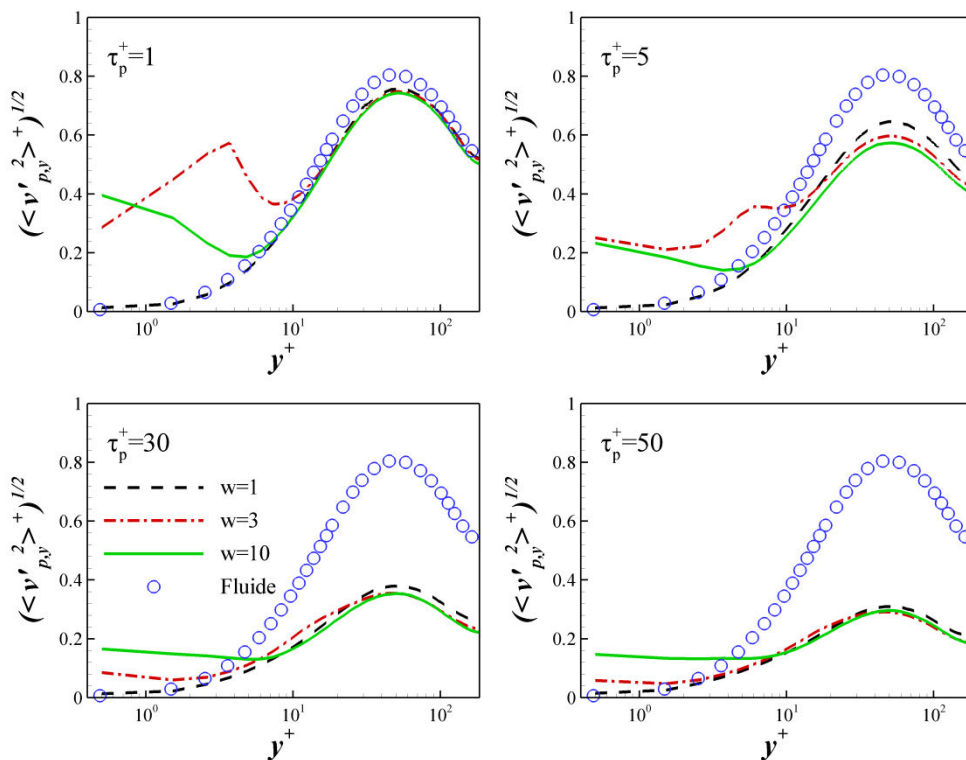


Figure 7.16 - Ecart type de la composante normale à la paroi de la vitesse des particules.

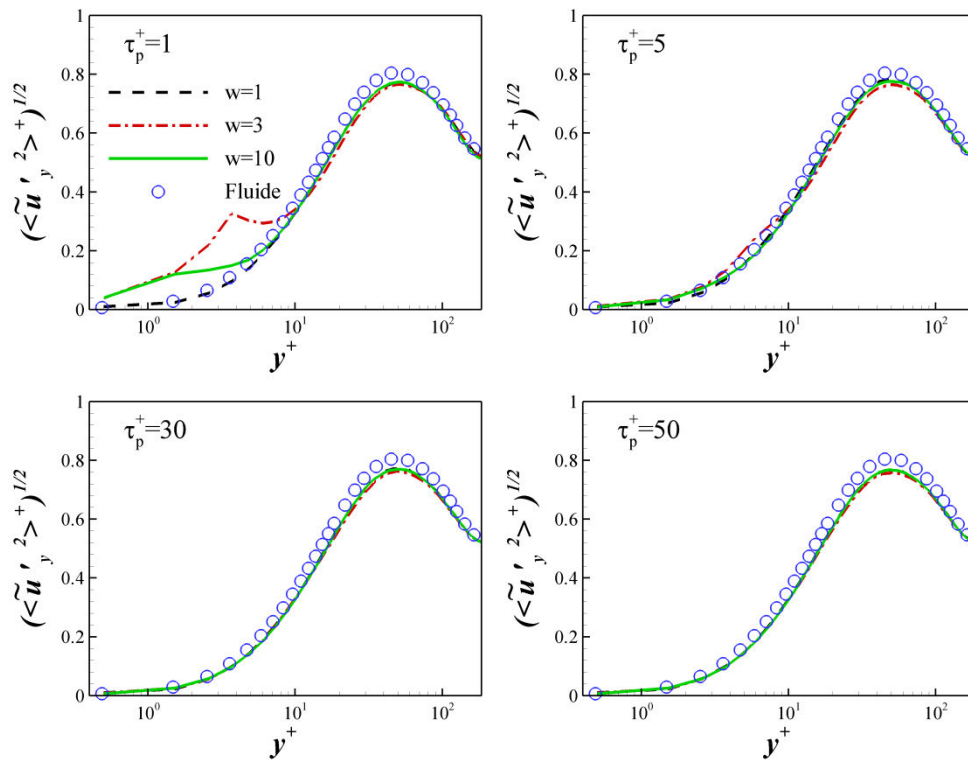


Figure 7.17 - Ecart type de la composante normale à la paroi de la vitesse du fluide vu.

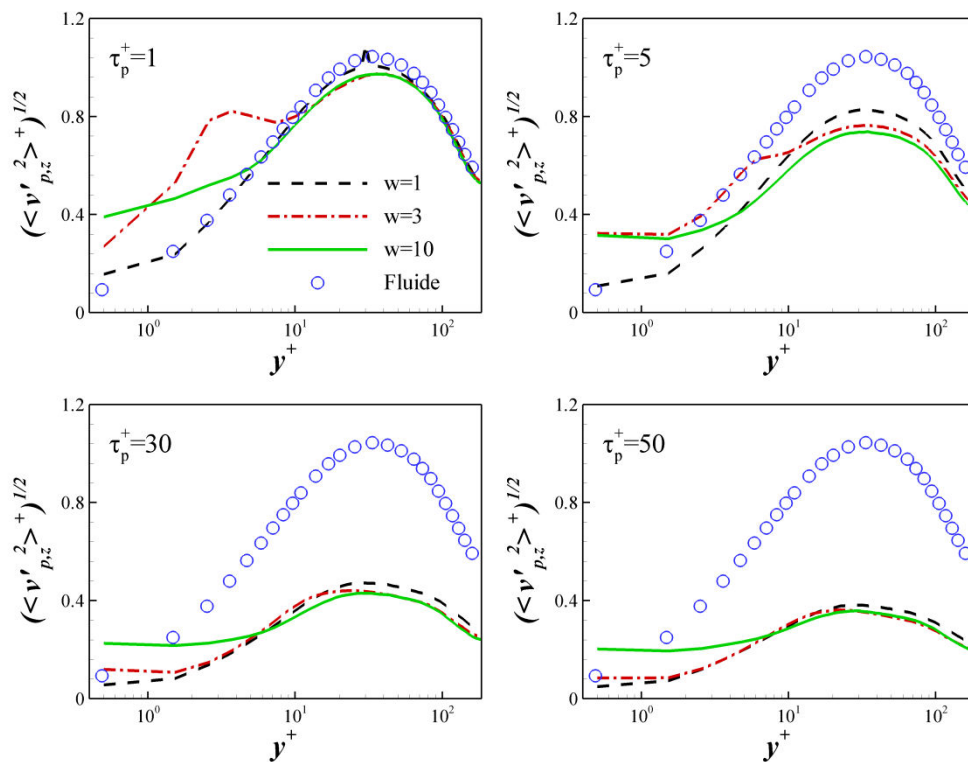


Figure 7.18 - Ecart type de la composante transversale à l'écoulement de la vitesse des particules.

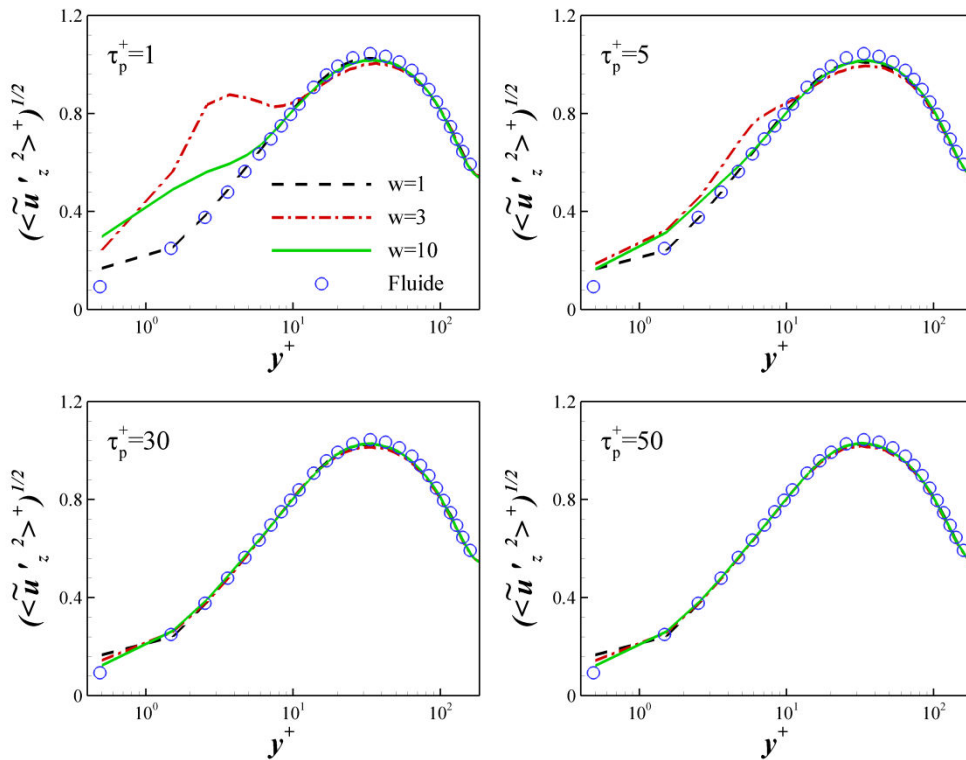


Figure 7.19 - Ecart type de la composante transversale à l'écoulement de la vitesse du fluide vu.

7.5.3 Covariance des vitesses fluide-particule

Les composantes diagonales de la covariance de vitesse fluide-particule sont reportées sur les figures (7.20, 7.21 et 7.22). On remarque que l'évolution de la covariance $\langle \tilde{u}'_i v'_{p,i} \rangle^+$ est différente selon la direction. De ce fait, on procède à une analyse séparée pour chaque composante.

Covariance des vitesses longitudinales $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$

Sur la figure (7.20), on constate l'existence des deux effets de forme et de l'inertie sur la covariance $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$, contrairement à notre étude en apesanteur. En effet, on remarque que la covariance $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$ suit une évolution non monotone en fonction du rapport d'aspect alors qu'elle diminue de façon monotone en fonction de l'inertie des particules. De plus, on note que le maximum de cette covariance $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$ ne se situe pas à la même distance par rapport à la paroi à la fois selon l'inertie et selon la forme des particules. Ceci traduit une accentuation de l'effet de forme avec l'introduction de la force de gravité qui change significativement le lien entre l'agitation turbulente des particules et celle du fluide vu selon la forme des particules. En revanche, l'inertie des particules exerce un filtrage de la l'agitation turbulente du fluide vu semblable à celui que l'on a observé en apesanteur, i.e., diminution de la covariance en fonction de l'inertie quel que soit le rapport d'aspect des particules. De plus, on remarque une légère diminution $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$ de cette covariance pour particules sphériques par rapport celle que l'on a obtenue en apesanteur. Ceci implique que, outre l'effet de forme, la vitesse de glissement induit une légère diminution de la covariance des vitesses fluide-particule dans la direction longitudinale.

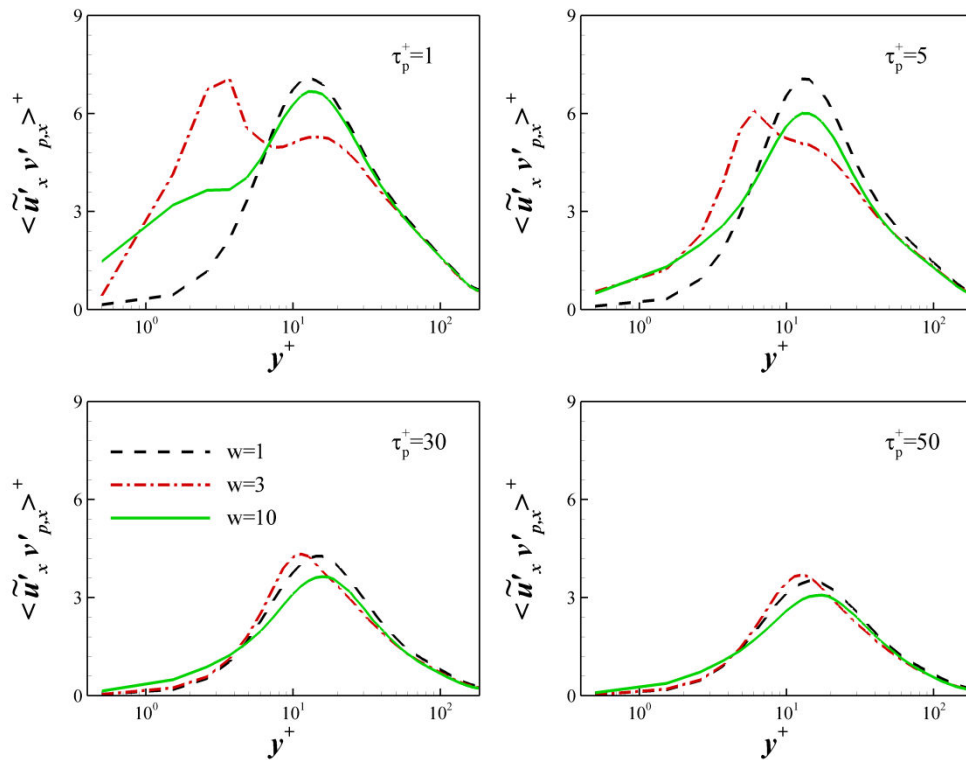


Figure 7.20 - Composante longitudinale de la covariance des vitesses fluide-particule.

Covariance des vitesses normales aux parois $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,y} \rangle^+$

Avant de passer à la présentation des résultats pour cette composante, on tient à souligner qu'on a volontairement changé les échelles sur la figure (7.21) pour éviter un tassement des courbes qui biaiserait notre analyse.

Contrairement à la composante longitudinale de la covariance $\langle \tilde{u}'_x v'_{p,x} \rangle^+$, la covariance des vitesses normales aux parois $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,y} \rangle^+$ présente une évolution monotone à la fois en fonction du rapport d'aspect et en fonction de l'inertie. En effet, on remarque un effet semblable à « un effet de filtrage » de l'agitation turbulente du fluide vu, induit par la forme des particules même pour les petites inerties, en plus du filtrage exercé par l'inertie des particules pour les grades inerties. Ceci se traduit par une diminution de la covariance $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,y} \rangle^+$ en fonction du rapport d'aspect ainsi que de l'inertie des particules. Il est clair que l'effet du croisement de trajectoire a induit la combinaison de ces deux effets de forme et de l'inertie, étant donné que ce comportement n'a pas été observé en apesanteur.

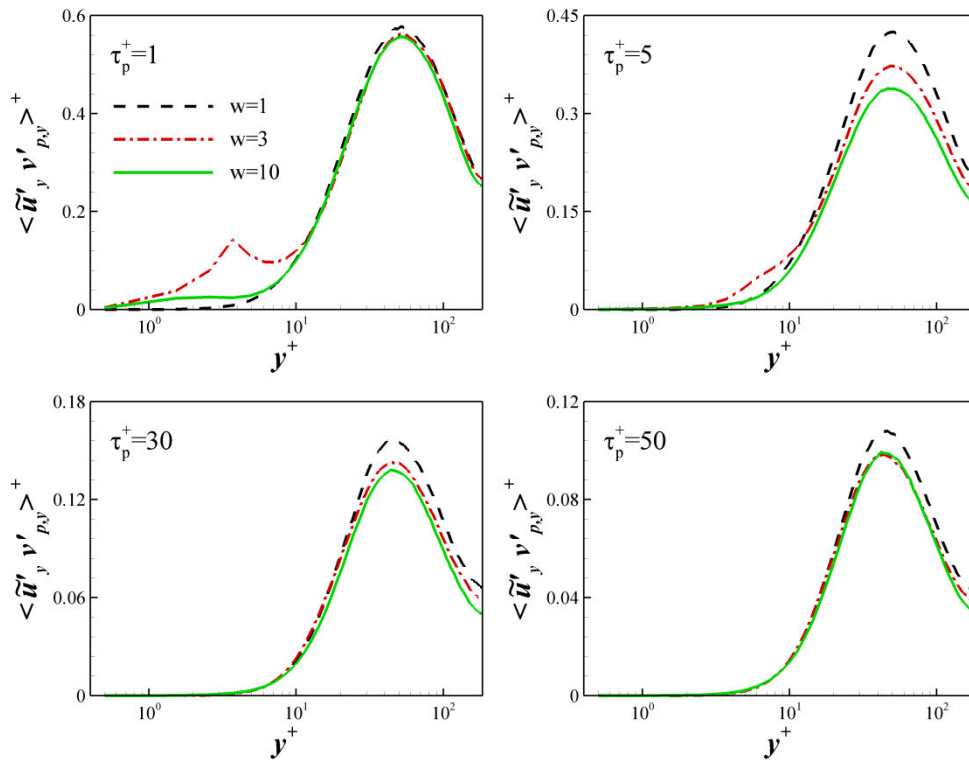


Figure 7.21 - Composante normale à la paroi de la covariance des vitesses fluide-particule.

Covariance des vitesses transversales à l'écoulement $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$

De même que pour la composante normale $\langle \tilde{u}'_y v'_{p,y} \rangle^+$, pour un souci de visibilité, on présenté les résultats de la covariance $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ avec différentes échelles pour chaque inertie sur la figure (7.22).

On remarque que cette covariance $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ présente principalement deux évolutions différentes en fonction du rapport d'aspect et ce, dans deux zones distinctes. En effet, on observe que la covariance $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect dans la zone $y^+ < 10$, alors qu'elle diminue dans la zone $y^+ > 10$, en fonction de ce même rapport d'aspect et ce, quelle que soit l'inertie des particules. Une telle évolution dans la zone $y^+ < 10$, implique que l'agitation turbulente transversale des particules ellipsoïdales est fortement influencée par celle du fluide vu, comparativement aux particules sphériques. En revanche, dans la zone $y^+ > 10$, la forme des particules induit effet semblable à un « filtrage » de l'agitation turbulente du fluide vu d'où une covariance $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ qui diminue en fonction du rapport d'aspect. Par ailleurs, l'effet d'inertie induit une évolution de la covariance $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ similaire à celle que l'on a observée en apesanteur, i.e., une diminution significative de $\langle \tilde{u}'_z v'_{p,z} \rangle^+$ avec l'augmentation de l'inertie correspondant à un effet de filtrage par l'inertie.

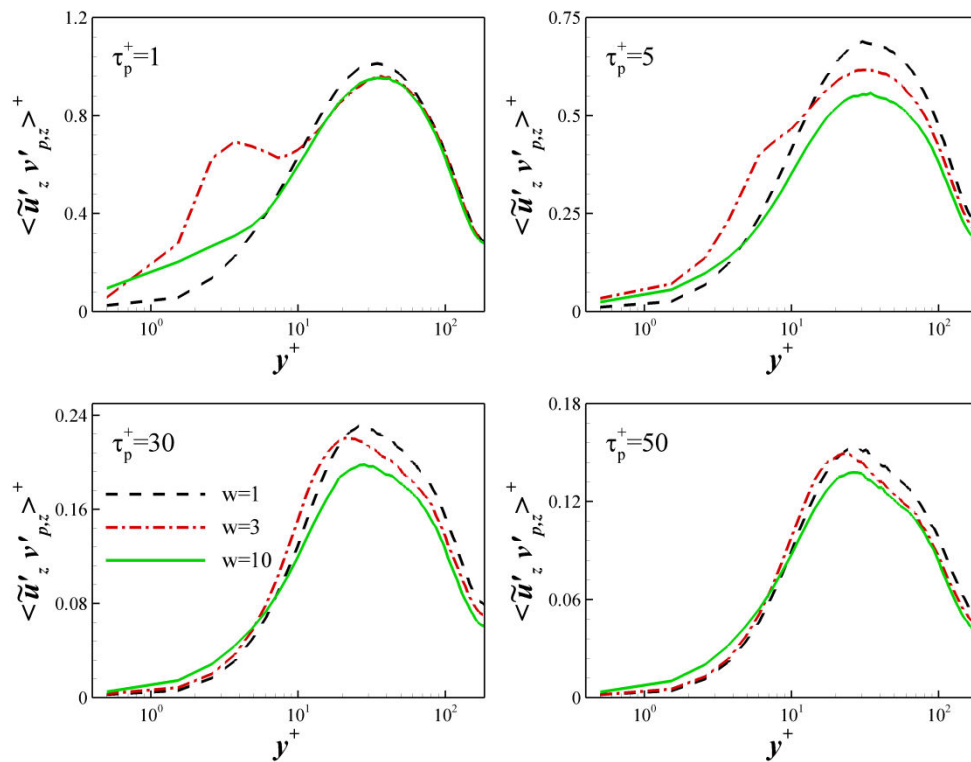


Figure 7.22 - Composante transversale à l'écoulement de la covariance des vitesses fluide-particule.

7.5.4 Ce que l'on retient des statistiques de translation

Les points clés de cette analyse des statistiques du mouvement de translation des particules ellipsoïdales confrontées à celles du fluide, du fluide vu et des particules sphériques ainsi qu'aux statistiques obtenues en apesanteur sont :

- l'analyse de la distribution spatiale des particules pour ce type d'écoulement vertical ascendant montre de façon évidente que pour les inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, peu de particules sont présente dans la zone proche paroi contrairement grandes inerties $\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$;
- la concentration moyenne des particules ellipsoïdales de faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$ confirme l'analyse visuelle qui montre que le faible nombre de particules dans la zone proche paroi perdure dans le temps ;
- cette concentration moyenne des particules ellipsoïdales est fortement altérée par l'introduction de la force de gravité quelle que soit leurs inerties, ce qui n'est pas le cas des particules sphériques ;
- la vitesse de dérive demeure une signature statistique de la concentration préférentielle des particules solides. Ceci est montré de façon évidente par le très bon accord entre l'analyse visuelle et cette vitesse de dérive ;
- l'effet du gradient de la vitesse moyenne longitudinale du fluide reste important pour l'agitation turbulente des particules dans cette direction. Toutefois, on note l'apparition d'un effet d'inertie que l'on pas observé en apesanteur pour cette agitation dans la direction longitudinale ;
- l'effet du filtrage par l'inertie s'exerce sur les particules ellipsoïdales, dans les directions normale aux parois et transversale à l'écoulement, de façon similaire à ce que l'on a observé en apesanteur. Cependant, cet effet est couplé à un effet de forme qui accentue le filtrage de l'agitation turbulente des particules ;

- l'effet majeur de la vitesse de glissement entre les deux phases est l'accentuation du couplage des effets d'inertie et de la forme.

A partir de ces effets important induit par la vitesse de la vitesse de glissement entre les deux phases sur les statistiques de translation, on est amené à supposer que des effets aussi importants seront observés pour les statistiques de rotation. Cette prédiction se base sur le fait que le couple de tangage dépend directement de la vitesse de glissement. C'est ce qu'on va analyser dans la section qui suit.

7.6 Statistiques de rotation

7.6.1 Orientation

De façon similaire à notre étude en apesanteur, on reporte sur la figure (7.23) la moyenne de la valeur absolue des cosinus directeurs de l'axe de révolution des particules. On constate que l'effet de la gravité contribue à l'alignement des particules ellipsoïdales dans la direction de l'écoulement $|\cos\theta_z| \rightarrow 0$, en plus d'un alignement avec la paroi $|\cos\theta_x| \rightarrow 1$ et ce dans tout le canal. Cependant, on remarque que ces alignements sont moins prononcés pour les grandes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$). L'explication de ce comportement réside dans le fait que la vitesse relative est très élevée, les particules passent alors moins de temps dans les structures tourbillonnaires pour que l'orientation de celles-ci soit affectée par la vorticité du fluide vu. Par ailleurs, l'inertie des particules altère ces alignements longitudinale et transversale. L'explication que l'on peut apporter réside dans le fait que le mouvement de rotation des particules les plus inertes est fortement dépendant du couple de tangage d'où cette différence significative entre les ellipsoïdes et les sphères.

Contrairement aux cas en apesanteur, ces alignements peuvent simplifier l'interprétation des statistiques de la vitesse angulaire. En effet, pour les faibles inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$), les repères liés aux particules sont quasiment superposés au repère inertiel. Ainsi, la vitesse angulaire longitudinale est indépendante des deux autres composantes, i.e., elle est quasiment indépendante du couple de tangage.

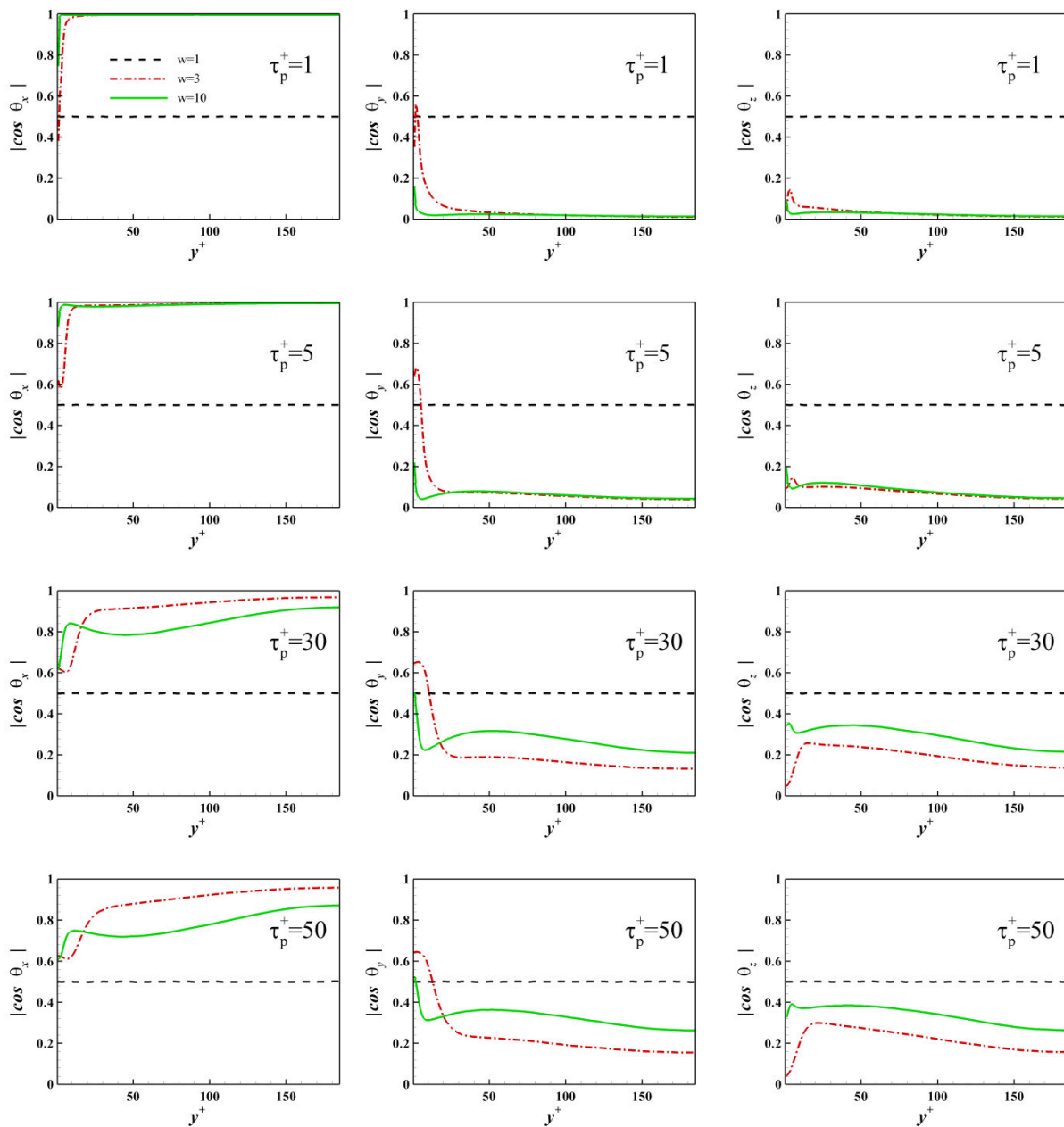


Figure 7.23 - Moyenne des valeurs absolues des cosinus directeurs des particules.

7.6.2 Moyenne de la vitesse angulaire

Sur la figure (7.24) on reporte la vitesse angulaire moyenne transversale à l'écoulement ainsi celle du fluide pour chacun des rapports d'aspect et pour toutes les inerties. On peut nettement observer que la vitesse angulaire moyenne des particules sphériques n'a pas de différence significative avec celle du fluide et ce quelle que soit l'inertie des particules. En revanche, la vitesse angulaire moyenne des particules ellipsoïdales est inférieure à celle du fluide dans tout le canal et pour toutes les particules. Ceci implique que, contrairement aux cas sans pesanteur, le couple de tangage devient prépondérant dans le mouvement de rotation par rapport à au couple lié à la rotation du fluide lorsque l'on applique la force de gravité. Ceci se vérifie dans le cas de la sphère qui n'est pas soumise à ce couple de tangage et son mouvement de rotation est régi par la rotation du fluide. Par ailleurs, on remarque que cet écart entre la vitesse angulaire des particules ellipsoïdales et celle du fluide diminue avec l'augmentation de l'inertie dans la zone proche paroi. On n'a pas trouvé d'autres explications pour interpréter ce comportement en dehors du fait que, aux petites inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$), le nombre de particules étant petit, les statistiques sont moins fiables dans cette zone. Au delà de cette zone proche de la paroi, on constate qu'il existe un effet de forme sur cette

vitesse qui se traduit par sa diminution avec l'augmentation du rapport d'aspect. La vitesse angulaire moyenne transversale à l'écoulement du fluide vu ne présente pas de telles évolutions en fonction du rapport d'aspect et de l'inertie des particules, ce qui implique qu'elle n'est pas à l'origine de ce comportement (figure 7.25). De ce fait, on fait un lien direct avec le couple de tangage qui augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect (voir le chapitre 3).

On ajoute à ces remarques que la vitesse angulaire moyenne $\langle v_{p,z} \rangle^+$ des particules ellipsoïdales tend vers zéro dans une zone relativement loin de la paroi $y^+ > 20$. Dans cette zone la vorticité du fluide vu (figure 7.25) commence à devenir faible alors que le couple de tangage peut être très fort d'où cette tendance de la vitesse angulaire moyenne vers une valeur nulle.

Remarque

Le couple de tangage est lié à vitesse relative, au rapport d'aspect et à l'angle d'incidence. Si l'axe de révolution de la particule n'est pas aligné ou perpendiculaire à la vitesse relative forte, ce couple reste élevé même si la particule travers des zones d'écoulement très différentes.

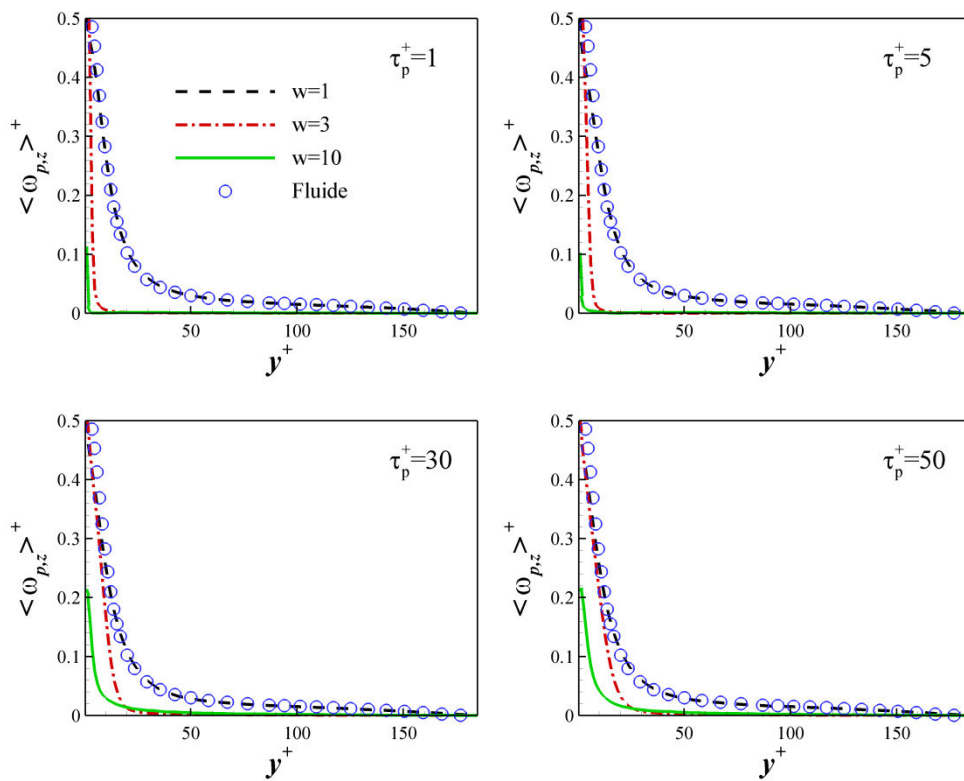


Figure 7.24 - Moyenne de la vitesse angulaire longitudinale des particules.

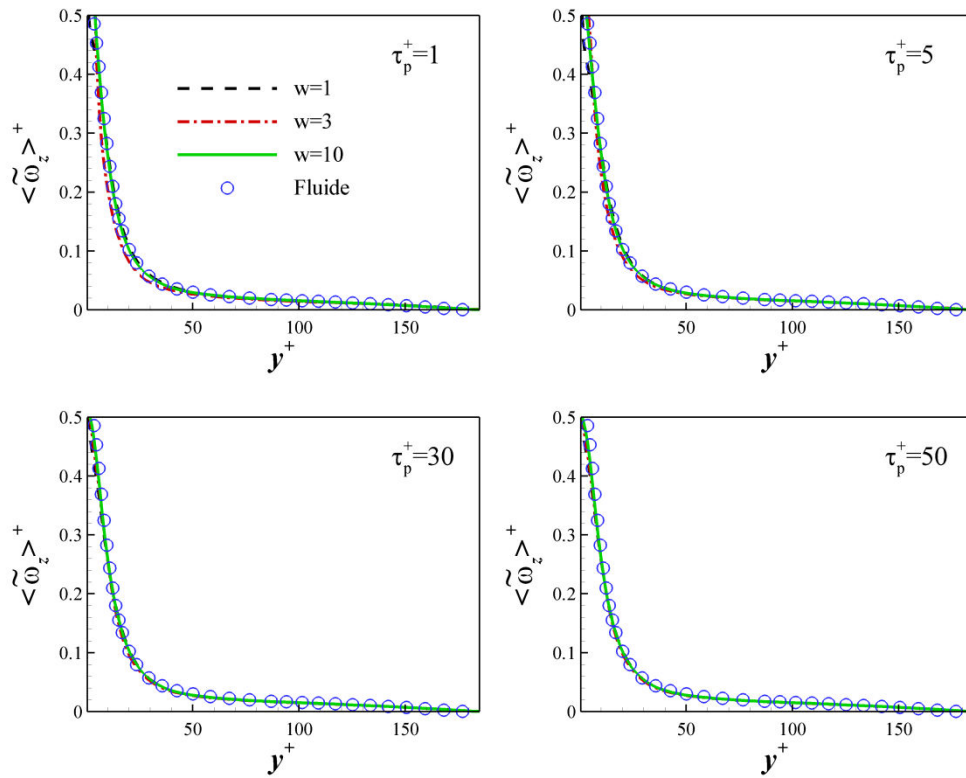


Figure 7.25 - Moyenne de la vitesse angulaire longitudinale du fluide vu.

7.6.3 Ecart types de la vitesse angulaire

Afin d'estimer l'agitation de la rotation des particules, on a tracé l'écart type de la vitesse angulaire des particules ainsi que celui du fluide porteur pour chacune des composantes et pour tous les cas concernés par cette étude.

Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$

Pour cette composante (figure 7.26), on observe un léger effet de forme uniquement en proche paroi pour les petites inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$), alors que cet effet est beaucoup plus prononcé dans tout le canal pour les grandes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$). De plus, on constate que cette agitation de la vitesse angulaire longitudinale augmente de façon monotone avec l'augmentation du rapport d'aspect. Par ailleurs, on note l'existence d'un effet d'inertie qui se traduit par une légère diminution de cette agitation avec l'augmentation de l'inertie pour les particules sphériques et les ellipsoïdes de rapport d'aspect $w = 3$. Ceci n'est pas le cas de l'ellipsoïde de rapport d'aspect $w = 10$, pour lequel cette agitation augmente de façon monotone pour $\tau_p^+ \leq 30$, et diminue légèrement pour $\tau_p^+ = 50$.

Dans le cas des particules ellipsoïdales faiblement inertes ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$), on attribue la variation

de $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$ en fonction de la forme des particules, dans la zone proche de la paroi, au faible nombre de particule qui biaise les statistiques. En revanche, loin de la paroi, la faible variation de $\left(\langle \omega_{p,x}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$ en fonction de la forme des particules résulte d'un couple de tangage quasi-inexistant.

En effet, la figure () montre que les repères lié aux particules sont presque superposés aux repères

de translation. De ce fait, la vitesse angulaire $\langle \omega_{p,x} \rangle^+$ est quasiment indépendante des autres composantes, i.e., du couple de tangage. Les particules ellipsoïdales se comportent donc comme des particules sphériques.

Par ailleurs, les particules ellipsoïdales de fortes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$) ne présentent pas les mêmes orientations préférentielle par rapport au repère de translation (parallèle au repère inertiel). Les composantes de la vitesse angulaire sont donc dépendantes entre elles. Ainsi, le comportement de ces particules s'explique par le fait que les particules traversent des zones très différentes de l'écoulement fluide en raison de l'existence d'une vitesse de glissement importante qui induit un important couple de tangage. De plus, l'agitation des particules de rapport d'aspect $w=10$ qui ne diminue pas avec l'augmentation de l'inertie correspond à ce l'on a observé en apesanteur avec une accentuation du à l'introduction de cette force extérieure.

En outre, on remarque l'agitation de la rotation du fluide vu ne varie pas significativement en fonction de la forme et de l'inertie (figure 7.27). Ce qui montre que les particules qu'il n'existe pas de différence selon la forme dans ce que les particules « voient », mais il existe une différence significative dans leurs réponses aux sollicitations du fluide vu.

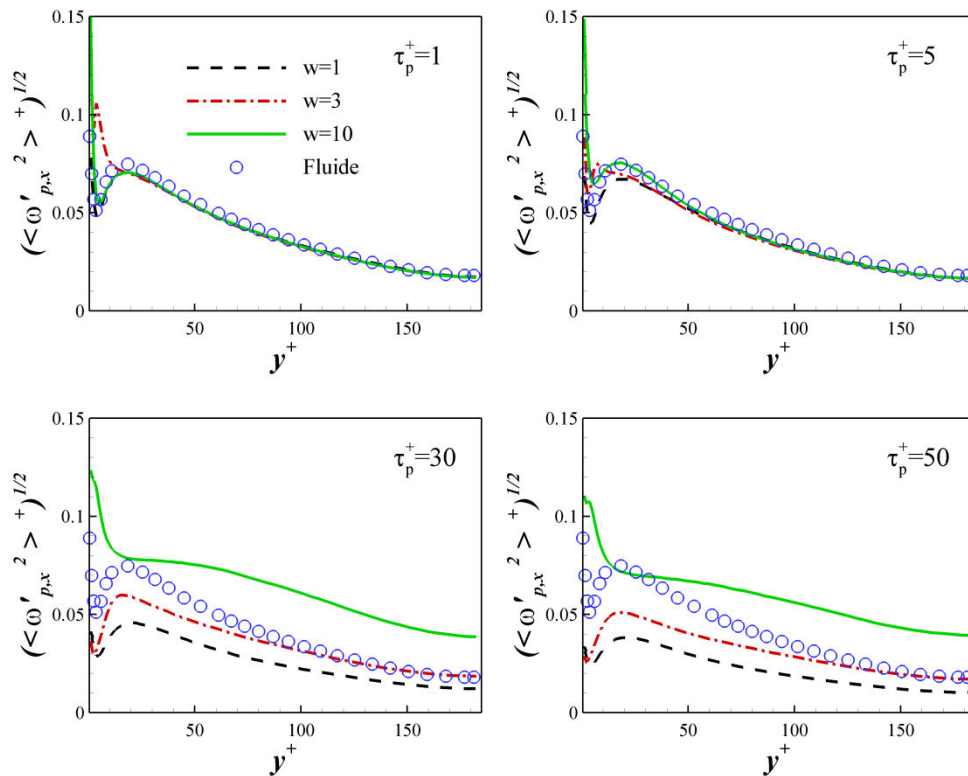


Figure 7.26 - Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale des particules.

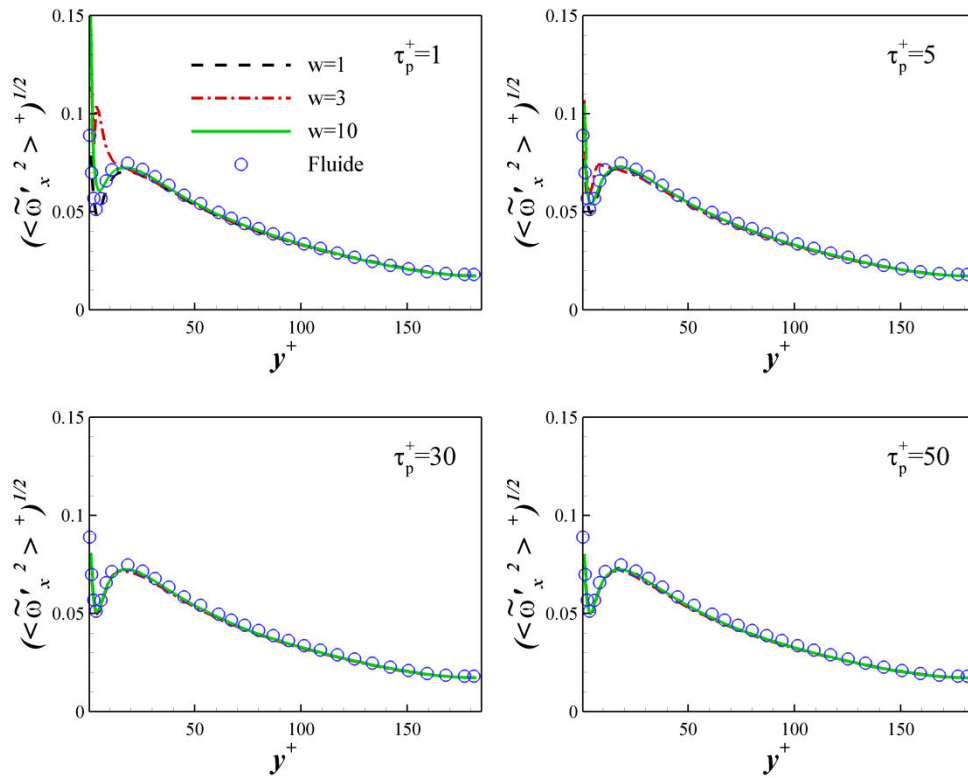


Figure 7.27 - Ecart type de la vitesse angulaire longitudinale du fluide vu.

Ecarts types des vitesses angulaires normale aux parois et transversale à l'écoulement

$$\left(\langle \omega_{p,y}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$$

Concernant l'écart type de la composante normale à la paroi de la vitesse angulaire (figure 7.28), on remarque que celui-ci présente une évolution non monotone en fonction du rapport d'aspect pour les faibles inerties ($\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$). Pour ces deux inerties, on explique l'évolution de cette agitation en proche paroi par le petit nombre de particules présentes dans cette zone comme on l'a évoqué précédemment. Concernant l'évolution non monotone de cette agitation de la vitesse angulaire normale aux parois dans le reste du canal, nous n'avons pas trouvé une explication précise à ce comportement. On suppose qu'elle est liée à celle du fluide vu notamment quand il s'agit de particules de faibles inerties (figure 7.29). Dans le cas des grandes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$), l'évolution de l'agitation de cette vitesse angulaire normale à la paroi reste non monotone en fonction du rapport d'aspect, dans la zone proche de la paroi $y^+ < 30$, alors qu'elle devient monotone pour $y^+ > 30$, i.e., l'agitation augmente quand le rapport d'aspect augmente. Dans cette direction, les particules sont soumises non seulement au couple lié à rotation du fluide mais aussi au couple de tangage. On sait que dans la zone proche paroi, le couple lié à la rotation du fluide est plus important qu'au centre du canal. De plus, les deux couples n'agissent pas dans la même direction selon l'angle d'incidence et la position des particules dans l'écoulement. De ce fait, l'agitation de la vitesse angulaire normale aux parois cette zone peut donc être non monotone. Par ailleurs, loin de la paroi, la vorticité normale aux parois est moins importante que dans la zone proche de la paroi. Ainsi, le couple de tangage peut être prépondérant par rapport au couple lié à la rotation du fluide, d'où une augmentation monotone de l'agitation $\left(\langle \omega_{p,y}^2 \rangle^+ \right)^{1/2}$ en fonction du rapport d'aspect. Qualitativement, ces effets sont semblables à ce que l'on a observé en apesanteur

alors qu'ils sont quantitativement très accentués avec l'existence de la vitesse de glissement induite par la force de gravité.

Concernant l'évolution de cette agitation en fonction de l'inertie, on constate que les particules sphériques sont soumises à un effet de filtrage par l'inertie qui se traduit par une diminution de cette agitation avec l'augmentation de l'inertie. Dans le cas des particules ellipsoïdales, on observe que cet effet est fortement couplé à l'effet de forme, ce qui empêche d'effectuer une analyse séparée de ces deux effets. Néanmoins, on note que cette diminution de l'agitation observée pour les particules sphériques reste valable pour les ellipsoïdes de grandes inerties ($\tau_p^+ = 30$ et $\tau_p^+ = 50$).

Concernant l'écart type de la composante transversale de la vitesse angulaire (figure 7.30), si on passe outre la différence, celui-ci est sujet aux mêmes observations et interprétations évoquées pour l'écart type de la composante normale aux parois de la vitesse angulaire.

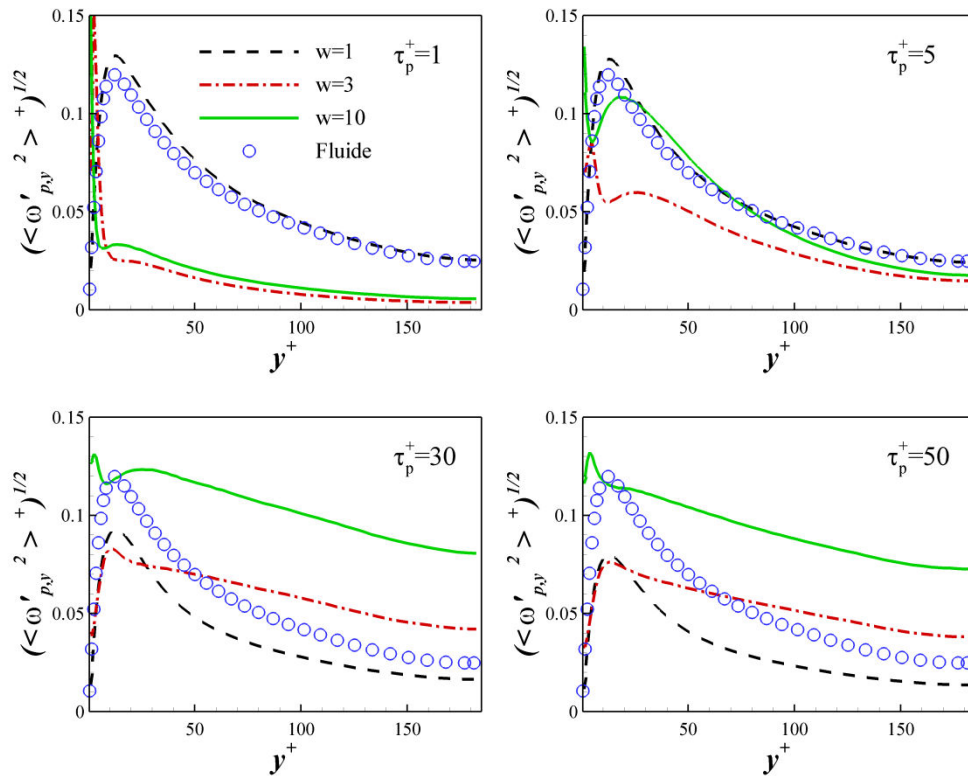


Figure 7.28 - Ecart type de la vitesse angulaire normale à la paroi des particules.

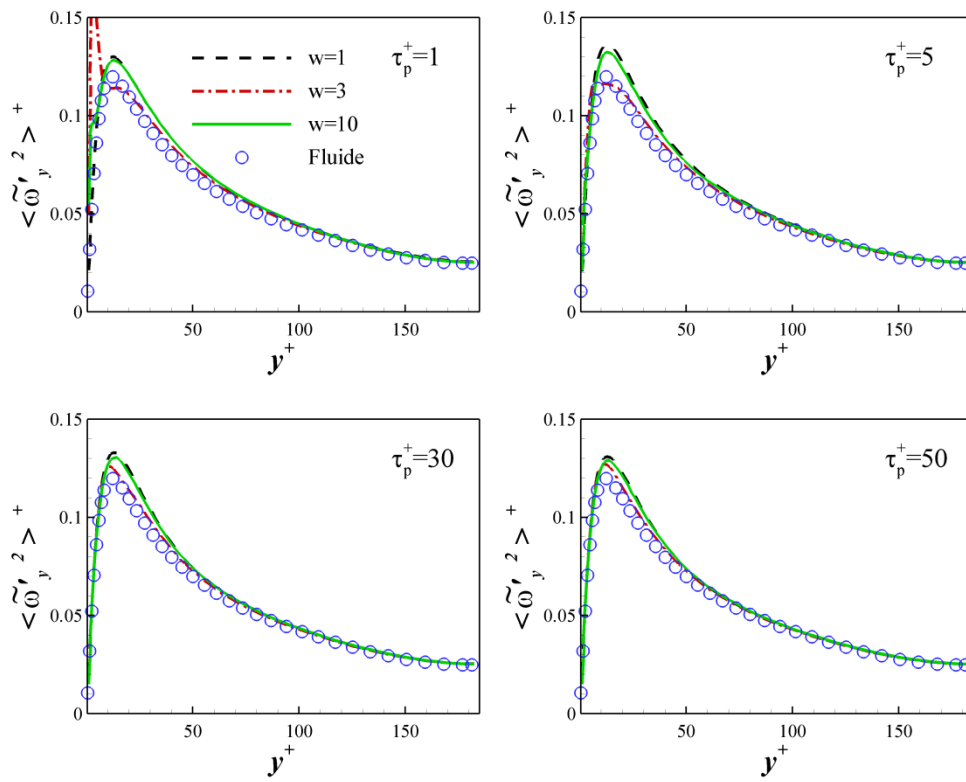


Figure 7.29 - Ecart type de la vitesse angulaire normale à la paroi du fluide vu.

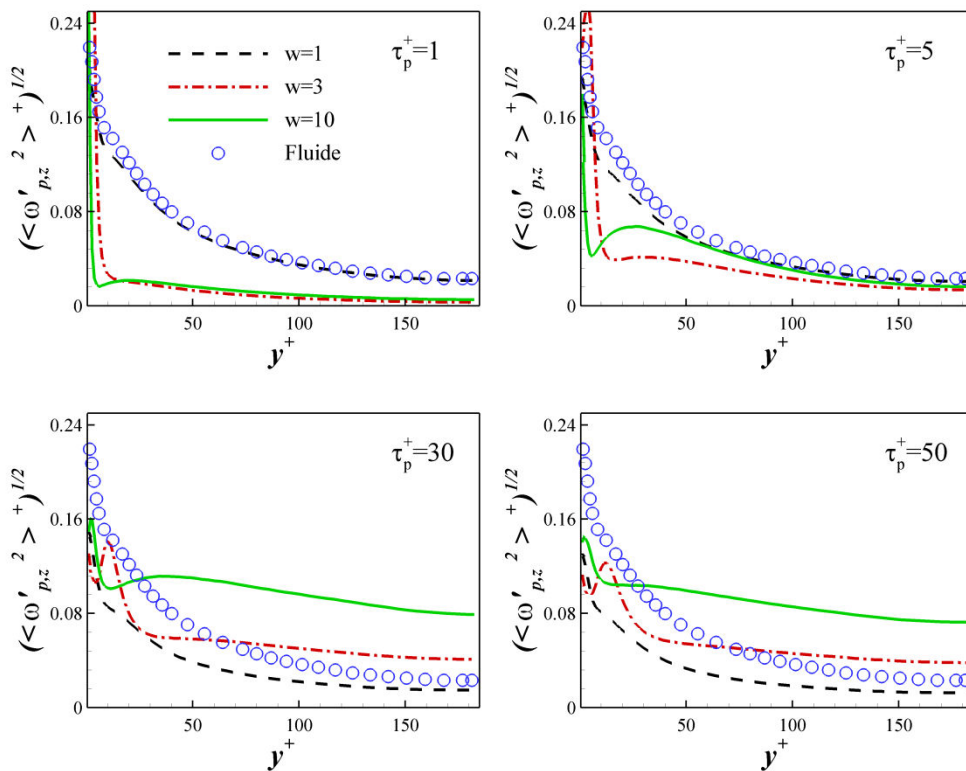


Figure 7.30 - Ecart type de la vitesse angulaire transversale à l'écoulement des particules.

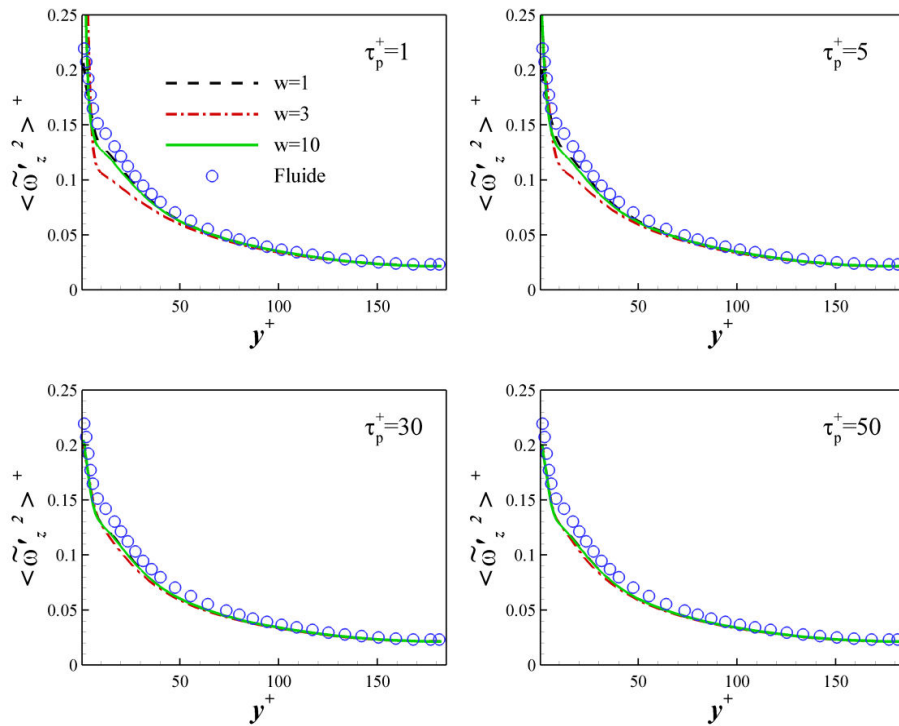


Figure 7.31 - Écart type de la vitesse angulaire transversale à l'écoulement du fluide vu.

7.6.4 Covariance des vitesses angulaires fluide-particule

Les composantes diagonales de la covariance des vitesses angulaires fluide-particule sont reportées sur les figures (7.32, 7.33 et 7.34). L'évolution de ces composantes diagonales est différente selon la direction. C'est pour cela qu'on analyse séparément chaque composante.

Covariance de la composante longitudinale $\langle \tilde{\omega}'_x \omega'_{p,x} \rangle^+$

Sur la figure (7.32) on constate que la covariance $\langle \tilde{\omega}'_x \omega'_{p,x} \rangle^+$ diminue en fonction de l'inertie quel que soit le rapport d'aspect, ce qui correspond à un effet de filtrage par l'inertie de la rotation des particules. En revanche, l'évolution de cette covariance $\langle \tilde{\omega}'_x \omega'_{p,x} \rangle^+$ en fonction du rapport d'aspect n'est pas monotone en fonction du rapport d'aspect, ce qui est en accord avec nos observations des fluctuations de la vitesse angulaire longitudinale des particules ellipsoïdales et celle du fluide. Toutefois, on note quand même que la covariance $\langle \tilde{\omega}'_x \omega'_{p,x} \rangle^+$ des ellipsoïdes est plus forte que celle des sphères. Ceci implique que le lien entre les vitesses angulaires du fluide vu et celle des particules est plus important pour les particules ellipsoïdales que les particules sphériques, ce qui est le contraire de ce que l'on a observé en apesanteur.

Covariance de la composante normale aux parois $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+$

Concernant la covariance des vitesses angulaires normales aux parois $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+$, celle-ci diminue avec l'augmentation de l'inertie en proche paroi alors qu'elle tend vers zéro dans le centre du canal (figure 7.33). L'explication de ce comportement réside dans le fait que l'écoulement est très agité en proche paroi, ce qui induit un lien entre les deux vitesses angulaires $\langle \omega'_y \rangle^+$ et $\langle \tilde{\omega}'_y \rangle^+$. Cette agitation de l'écoulement est filtrée par l'inertie des particules, induisant une diminution de la covariance $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+$ en fonction de l'inertie. En revanche, dans le centre du canal, l'écoulement

est moins agité, et la rotation des particules est fortement liée à sa géométrie (couple de tangage), d'où le faible lien entre la vitesse angulaire des particules ellipsoïdales et celle du fluide vu, i.e., la covariance $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+$ tend vers zéro. Par ailleurs, on constate que, pour les faibles inerties $\tau_p^+ = 1$ et $\tau_p^+ = 5$, la covariance $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+$ est très faible et devient même négative. Le faible nombre de particules est certainement la cause de ce comportement, ce qui est en accord avec ce l'on a observé pour les autres grandeurs statistiques. Cependant, ces derniers cas nous montrent que les particules ellipsoïdales peuvent avoir une vitesse angulaire normale aux parois opposée à celle du fluide vu. Toutefois, cette situation est minoritaire dans le cas des grandes inerties puisque $\langle \tilde{\omega}'_y \omega'_{p,y} \rangle^+ > 0$. Si on analyse conjointement les résultats obtenus en apesanteur et avec une force extérieure, on constate que le glissement moyen induit une diminution significative du lien entre la vitesse angulaire des particules et du fluide. Cela est évidemment la conséquence d'une forte vitesse relative induisant un couple de tangage, qui peut être prépondérant à celui du couple lié à la rotation du fluide.

Covariance de la composante transversale à l'écoulement $\langle \tilde{\omega}'_z \omega'_{p,z} \rangle^+$

Dans le cas de la covariance des vitesses angulaires transversale à l'écoulement $\langle \tilde{\omega}'_z \omega'_{p,z} \rangle^+$, on observe une évolution monotone à la fois en fonction de l'inertie et du rapport d'aspect en proche paroi alors qu'elle tend vers zéro dans le reste du canal (7.34). En effet, la covariance $\langle \tilde{\omega}'_z \omega'_{p,z} \rangle^+$ diminue en fonction du rapport d'aspect, car la vitesse angulaire est fortement liée au couple de tangage qu'à la rotation du fluide vu. De plus, cette covariance $\langle \tilde{\omega}'_z \omega'_{p,z} \rangle^+$ diminue avec l'augmentation de l'inertie, ce qui correspond à un filtrage de l'agitation de la rotation du fluide vu par l'inertie des particules. Comparativement à notre étude en apesanteur, l'évolution cette covariance $\langle \tilde{\omega}'_z \omega'_{p,z} \rangle^+$ montre que le glissement moyen altère significativement la corrélation entre la vitesse angulaire transversale à l'écoulement des particules et celle du fluide vu.

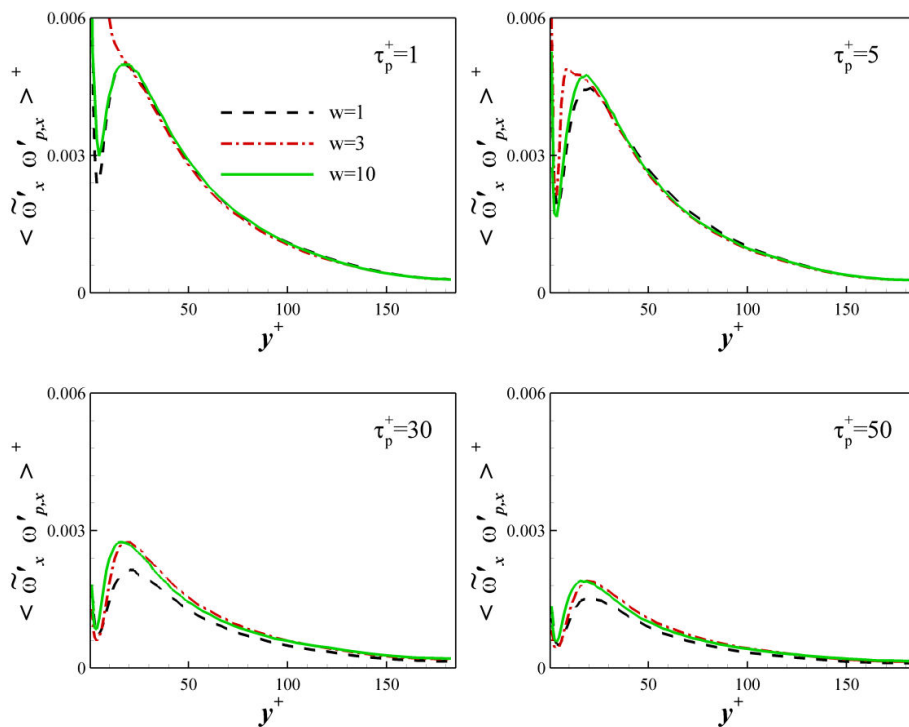


Figure 7.32 - Composante longitudinale de la covariance des vitesses angulaires fluide-particule.

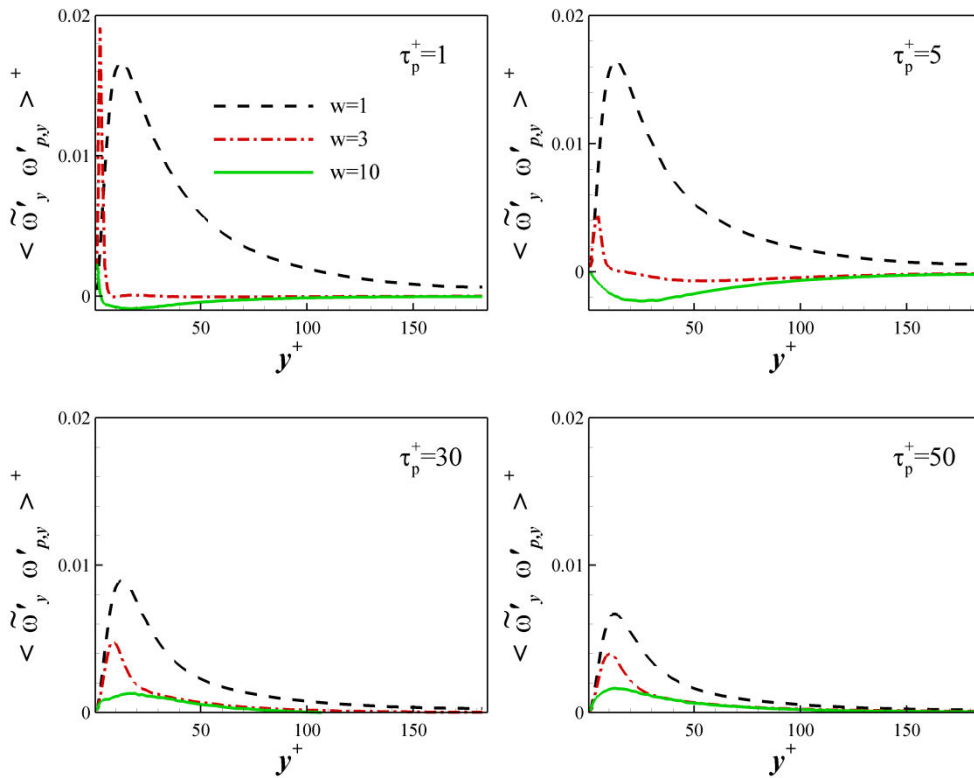


Figure 7.33 - Composante normale à la paroi de la covariance des vitesses angulaires fluide-particule.

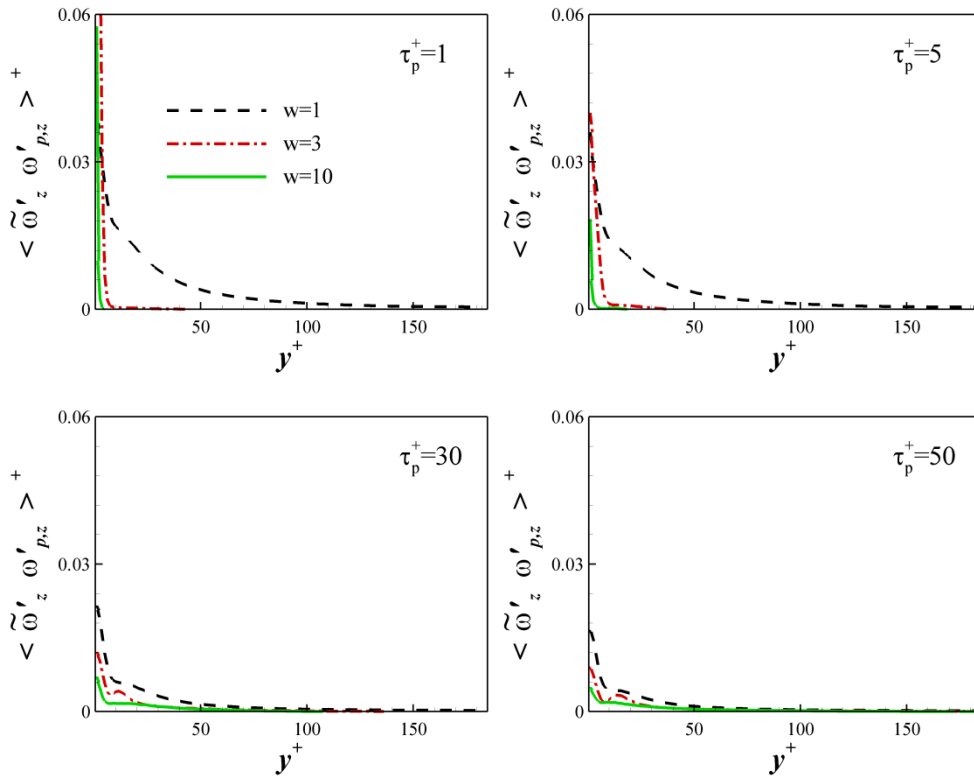


Figure 7.34 - Composante transversale à l'écoulement de la covariance des vitesses angulaires fluide-particule.

7.6.5 Ce que l'on retient des statistiques de rotation

Les points clés que l'on retient de cette section sont :

- la vitesse de glissement induite par la force de gravité induit un alignement des ellipsoïdes de faibles inerties non seulement dans la direction de l'écoulement moyen, mais aussi avec la paroi et ce, dans tout le canal ;
- les particules ellipsoïdales de fortes inerties sont moins alignées dans ces deux directions, mais la tendance reste la même, i.e., alignement dans la direction de l'écoulement moyenne et parallèle à la paroi ;
- la vitesse angulaire moyenne transversale à l'écoulement des particules ellipsoïdales est fortement altérée par la vitesse de glissement quelle que soit leurs inerties. Ce que l'on interprète comme l'apparition d'un couple tangage très important par rapport au couple lié à la rotation du fluide ;
- la vitesse angulaire transversale à l'écoulement du fluide vu ne varie pas significativement en fonction de la forme des particules ;
- l'effet de forme sur l'agitation de la rotation des particules ellipsoïdales est accentué par l'existence de cette vitesse de glissement quelle que soit la direction ;
- l'agitation de la vorticité du fluide vu n'est pas significativement altérée par la forme des particules ;
- la vitesse de glissement induit une importante diminution de la covariance des vitesses angulaires fluide-particule par rapport à celle qu'on a obtenue en apesanteur.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre 7, on s'est intéressé aux statistiques « standard » de translation et de rotation d'un écoulement verticale ascendant, i.e., les particules sont soumises à une force de pesanteur agissant dans le sens opposé à l'écoulement. Cette force est caractérisée par une accélération gravitationnelle obtenue en fixant une vitesse terminale de chute pour les différentes particules ($\tau_p^+ g^+ = 5$). Il s'agit ici d'une étude originale visant à identifier l'importance de la vitesse de glissement sur le mouvement des particules non-sphériques.

Ces statistiques montrent que la vitesse de glissement entre les deux phases, induite par la force de gravité, altère significativement les statistiques de translation et de rotation que l'on a obtenues dans le chapitre 6. En effet, une telle vitesse influence significativement les forces de traînée et de portance ainsi que le couple de tangage. De ce fait, le premier constat concerne la concentration moyenne des particules ellipsoïdales qui devient très faible en proche paroi contrairement aux particules sphériques. Ceci se répercute sur les statistiques de la vitesse de translation et de la vitesse angulaire des particules, i.e., on a remarqué que les statistiques n'étaient pas suffisamment convergées pour les faibles inerties contrairement aux résultats obtenus en apesanteur. De plus, la PDF du nombre de Reynolds particulaire montre que celui-ci est supérieur à l'unité pour la quasi-totalité des particules (sphériques ou non-sphériques). Dans ce cas, les forces hydrodynamiques sont non linéaires et le couple de tangage peut s'avérer déterminant dans l'analyse du comportement des particules ellipsoïdales.

Dans le cas des statistiques de vitesse, on constate que la vitesse moyenne présente des effets couplés de la forme et de l'inertie, ce qui n'a pas été observé en apesanteur. De plus, on remarque l'apparition d'un effet d'inertie sur l'agitation turbulente longitudinale dans le centre du canal, qui

n'a également pas été observé en apesanteur. Les agitations turbulentes normale aux parois et transversale à l'écoulement présentent, quant à elles, un couplage des effets de « filtrage » par l'inertie et de la forme des particules. Il en est de même pour la covariance des vitesses fluide-particule.

Les statistiques de rotation montrent, quant à elles, une accentuation des alignements observés en apesanteur, notamment pour les ellipsoïdes de faibles inerties. L'existence d'une forte vitesse de glissement induit une prépondérance du couple de tangage sur le couple lié à la rotation du fluide qui accentue les effets d'inertie et de forme remarqués en apesanteur. En effet, que cela soit pour l'agitation de la rotation ou de la covariance des vitesses angulaires, on constate une forte influence de la forme sur ces statistiques.

Concernant les statistiques du fluide vu par les particules, on note que celles-ci ne présentent pas d'effet significatif de la forme et de l'inertie. Ce qui correspond, comme on l'a mentionné à plusieurs reprises, au fait que les particules « voient » statistiquement la turbulence d'une manière quasiment similaire, mais leurs réactions aux sollicitations du fluide varient selon la forme.

Les différents effets observés montrent que lorsqu'il existe une importante vitesse de glissement, il est nécessaire de prendre en compte la non-linéarité des forces hydrodynamiques ainsi que le couple de tangage. Ce dernier s'avère une variable primordiale dans le comportement des particules ellipsoïdales du fait que la rotation de ces particules n'est pas seulement régie par la rotation du fluide mais aussi par la rotation induite tout simplement par leur forme.

En outre, tel qu'on l'a esquissé dans la conclusion du chapitre 6, il existe d'autres variables nécessaires à une meilleure compréhension du comportement des particules ellipsoïdales (forces, couples, orientation ...). De même qu'une étude de la prépondérance des couples dans les repères liés aux particules peut être intéressante. C'est ce que l'on envisage d'étudier dans un travail complémentaire.

Conclusion générale et perspectives

Rappel du contexte et des objectifs de l'étude

Les travaux menés durant cette thèse s'inscrivent dans le cadre du projet de recherche « ANR PLAYER » (Simulation de la dynamique de particules inertielles non sphériques en couche limite turbulente), faisant intervenir trois partenaires **LEMTA Nancy, IMFT Toulouse et I2M Bordeaux**. Le projet vise à introduire la non-sphéricité des particules dans des codes industriels de type Euler-Euler permettant la simulation d'écoulement gaz-particules dans des géométries complexes. L'originalité et l'intérêt de cette étude viennent de la prise en compte de la forme des particules qui, en dehors de rares études récentes, étaient idéalisées et considérées comme sphériques.

Afin de répondre aux visées scientifiques de ce projet de recherche, on s'est fixé comme objectif principal d'étudier la dispersion de particules non-sphériques dans un écoulement turbulent de canal, caractérisé par un nombre de Reynolds basé sur les variables de parois $Re_\tau = 185$. Cette étude repose sur la simulation numérique directe de l'écoulement turbulent couplée à un suivi lagrangien de particules ellipsoïdales par un code DNS/DPS. L'originalité de cette étude numérique réside dans la prise en considération des différents régimes (linéaire $Re_p < 0.1$ et non-linéaire $Re_p > 0.1$) pour l'estimation des forces et couples hydrodynamiques. Ainsi, la question principale que l'on s'est posée est relative aux effets de la non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques sur les statistiques de translation et de rotation des particules ellipsoïdales.

Aspects importants et contributions apportées par cette étude

Au sein de la première partie de ce manuscrit, nous nous sommes intéressés aux actions hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales dans les régimes d'écoulement linéaire et non-linéaire.

Dans cette optique, un travail bibliographique à été mené, dans le chapitre 1 sur les forces (traînée et portance) et couples hydrodynamiques agissant sur ces particules ellipsoïdales. Ce dernier a montré un manque de modèles permettant l'estimation des coefficients hydrodynamiques pour ce type de particules. En effet, dans le cas d'un régime non-linéaire, la littérature se focalise sur des rapports d'aspect spécifiques pour le coefficient de traînée, et un manque flagrant est constaté pour le coefficient de portance et les coefficients des couples de tangage et lié à la rotation du fluide. De ce fait, l'objectif de la première partie de ce manuscrit est de combler ce manque. Pour ce faire, on a procédé à la recherche des coefficients hydrodynamiques *via* la simulation numérique directe de l'écoulement autour de différents ellipsoïdes avec le logiciel Ansys-Fluent. Après avoir validé les résultats des simulations par une confrontation avec des formulations analytiques (Stokes 1851 et Happel & Brenner 1965) et empiriques (Schiller & Nauman 1935), on a reporté les résultats des simulations réalisées en dehors du régime de Stokes dans le chapitre 3. Une confrontation des résultats avec les corrélations issues de la littérature montre des écarts très importants. En effet, les écarts relatifs moyens entre ces corrélations et nos résultats numériques varient entre 6% et 130% pour le coefficient de traînée, entre 8% et 41% pour le coefficient de portance, et entre 2% à 41% pour le couple de tangage. Sachant que nos simulations ont été validées par de nombreux tests, ces écarts relatifs moyens nous ont confortés dans notre choix de rechercher de nouvelles corrélations pour les coefficients hydrodynamiques. Ainsi, les résultats obtenus par ces simulations ont été exploités pour proposer de nouvelles corrélations pour les coefficients de traînée, de portance et du couple de tangage qui prennent en compte, le nombre de Reynolds particulière, le rapport d'aspect et l'angle d'incidence. Pour le coefficient de traînée, la corrélation proposée est valide pour $Re_p \leq 240$, alors que les corrélations des coefficients de portance et du couple de tangage sont valides pour $1.21 \leq Re_p \leq 240$. En revanche, toutes ces corrélations sont établies pour une large gamme de rapport d'aspect $w \in [1-32]$ et quel que soit l'angle d'incidence. Les écarts relatifs entre ces corrélations et les résultats de simulations sont respectivement de l'ordre 5%, 6% et 6% pour les coefficients de traînée, portance et couple de tangage.

A noter que l'étendue du domaine de validité du régime de Stokes n'est pas encore bien déterminée. Ceci est également le cas de la longueur caractéristique adéquate à l'estimation du nombre de Reynolds particulaire. Cela peut être problématique pour déterminer les régimes d'écoulement (linéaire ou non-linéaire), et choisir les formulations des coefficients hydrodynamiques adéquates à chaque régime. Dans le cas des particules sphériques, le régime de Stokes est considéré valable pour $Re_p < 0.1$, alors que cette limite n'est pas encore établie pour les particules ellipsoïdales. Dans le présent manuscrit, cette limite est fixée en se basant sur le cas de la sphère, i.e., le régime est linéaire pour $Re_p < 0.1$ et non-linéaire $Re_p > 0.1$. Il en est de même pour le nombre de Reynolds angulaire $Re_{p\omega}$, pour lequel le domaine de validité du régime de Stokes n'est pas déterminée.

Au sein de la deuxième partie de ce manuscrit, on s'est intéressé à l'étude de la dispersion des particules ellipsoïdales dans un canal turbulent. La question principale que l'on s'est posée est relative aux effets de la non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques sur les statistiques de translation et de rotation des particules ellipsoïdales.

On a entamé notre étude par une présentation d'un état de l'art relatif à ce sujet dans le chapitre 4. Celui-ci a montré qu'il existe peu de travaux consacrés à ce problème. De plus, le manque d'information sur les forces hydrodynamiques agissant sur des particules ellipsoïdales dans un régime non-linéaire conduit la majorité de ces études à l'utilisation des formulations théoriques (Jeffery 1922 et Happel & Brenner, 1965) établies pour un régime linéaire (régime de Stokes). Ceci est justifié par l'utilisation du petit axe de l'ellipsoïde dans l'estimation du nombre de Reynolds particulaire, ce qui permet de satisfaire $Re_p < 0.1$ pour la majorité des particules. Par ailleurs, on a constaté que la condition nécessaire à l'hypothèse de particule point dans les méthodes lagrangiennes de suivi de trajectoires (taille des particules inférieure à l'échelle spatiale de Kolmogorov, η_k) n'est pas forcément respectée dans la majorité de ces études. En effet, les dimensions des ellipsoïdes considérés dans ces études sont fixées sur la base d'un petit axe de taille fixe légèrement inférieure à l'échelle spatiale de Kolmogorov. Cependant, la taille de l'axe de révolution de ces ellipsoïdes augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect et devient largement supérieure à (η_k). Ces constats nous amènent à prendre en compte le régime d'écoulement non linéaire pour l'estimation des forces et couples hydrodynamiques et à respecter l'hypothèse de particule point dans nos simulations DNS/DPS.

Les modifications apportées au code DNS/DPS ainsi que leurs validations ont été reportées dans le chapitre 5. Concernant les forces de traînée et de portance, on a utilisé les corrélations développées dans le chapitre 3. Ceci est également le cas pour le couple de tangage. A noter que, comme on l'a rappelé précédemment, les corrélations des coefficients de portance et du couple de tangage sont valides pour $1.21 \leq Re_p \leq 240$. On a donc extrapolé la corrélation du coefficient de portance pour l'intervalle $0.1 \leq Re_p \leq 1.21$ et celle du couple de tangage pour $Re_p \leq 1.21$, en acceptant des écarts relatifs moyens par rapport aux résultats de simulations pour $Re_p = 0.1$, qui sont respectivement de 37% et 61%. En revanche, le couple lié à la rotation du fluide est estimé par la formulation de Denis *et al.*, (1980) établie pour des particules sphériques. Il existe une formulation de ce couple pour les particules ellipsoïdales en régime de Stokes (Jeffery 1922), cependant, sa validité pour les grandes inerties a été remise en cause par Karnis *et al.* (1963, 1966). C'est pourquoi on a choisi la formulation de Denis *et al.* (1980) qui s'avère également plus facile à implémenter dans notre code. Des tests ont été effectués pour valider l'intégration des équations de la cinématique et de la dynamique des particules ellipsoïdales. Par ailleurs, les propriétés statistiques du fluide porteur obtenues par la grille de calcul choisie pour la résolution des équations de Navier-Stokes ont été confrontées aux résultats de Vreman & Kuerten (2014). Un bon accord a été retrouvé.

Dans nos simulations DNS/DPS, on a donc pris le soin de considérer le régime non-linéaire *via* les corrélations développées dans la première partie de ce manuscrit. Contrairement à la littérature, on a

fixé la taille de l'axe de révolution de l'ordre de l'échelle spatiale de Kolmogorov (η_k). Ainsi, la mise au point du code DNS/DPS étant effectuée, on a entrepris l'étude de la dispersion des particules ellipsoïdales sans et avec pesanteur (chapitre 6 et 7).

Les résultats obtenus en apesanteur (chapitre 6) ont confirmé notre prédiction de l'existence d'un nombre important de particules se trouvant dans un régime non-linéaire ($Re_p > 0.1$). On les a comparés aux résultats de Mortensen *et al.* (2008) pour vérifier l'impact de la non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques. On a tout d'abord constaté qu'il existe un effet de forme sur la concentration moyenne des particules ellipsoïdales. En revanche, les zones de concentration préférentielle de ces particules sont caractérisées par le même critère que pour les sphères, i.e., zones de faible vitesse longitudinale « low speed streaks ». Ceci a été confirmé par l'analyse de la vitesse de dérive qui reste une signature statistique de la concentration préférentielle pour les particules ellipsoïdales. Concernant les statistiques de la vitesse de translation, on a constaté que la forme des particules n'induit aucun effet significatif que cela soit sur la moyenne, l'écart type ou bien encore la covariance fluide-particule, à l'exception de l'agitation turbulente longitudinale dans la zone proche de la paroi. Mortensen *et al.* (2008) et Marchioli *et al.* (2010) ont attribué ce comportement à un effet de la masse qui augmente avec l'augmentation du rapport d'aspect. Dans notre cas le même effet est retrouvé avec une masse qui diminue en fonction du rapport d'aspect. Il devient alors clair que ce comportement n'est pas induit par la masse, mais il résulte de la forme des particules. Par ailleurs, les effets d'inertie et du gradient de la vitesse longitudinale s'exercent en moyenne de la même manière sur les particules ellipsoïdales que pour les particules sphériques. En outre, on a montré par ces résultats que la forme des particules n'induit aucun effet significatif sur les statistiques de la vitesse de translation du fluide vu (moyenne, écart type). Les particules sphériques et non-sphériques « voient » statistiquement la turbulence de la même manière.

Concernant les statistiques de rotation, on a constaté que les particules ellipsoïdales s'orientent préférentiellement dans la direction de l'écoulement moyen, dans la zone proche de la paroi. Ce comportement est en accord avec ce qui a été observé dans les travaux de Mortensen *et al.* (2008) et Marchioli *et al.* (2010). Les statistiques des vitesses angulaires montrent l'existence d'un effet de forme combiné à un effet d'inertie sur toutes les statistiques (moyenne, écart type, covariance fluide-particule), notamment, pour les particules très allongées ($w=10$). Comparativement aux résultats de la littérature, nos résultats présentent des effets très accentués de la forme que l'on a attribués au couple de tangage. Ce couple n'est pas pris en compte dans les travaux menés par Mortensen *et al.* (2008) et Marchioli *et al.* (2010) en raison de l'absence de théorie et de corrélations pour les rapports d'aspect considérés dans leurs études. De ce fait, les effets de forme observés dans la littérature sont attribués aux inerties de rotation (temps de relaxation de la rotation), qui, par ailleurs, ne sont pas estimées par ces auteurs. En effet, Mortensen *et al.* (2008) ont fixé l'inertie de translation alors que celle de la rotation varie significativement selon la forme. Afin d'éclaircir ce point, on a estimé les inerties de rotation équivalentes à celles des sphères pour nos particules, mais aussi pour celles de Mortensen *et al.* (2008). Il en ressort de cette comparaison qu'il est difficile, selon leurs résultats, de conclure définitivement sur l'existence ou pas d'un effet de forme en raison de la variation significative de l'inertie de rotation en fonction de l'allongement des particules. En revanche, nos inerties de rotation sont relativement du même ordre pour une inertie de translation donnée. Ceci permet de conclure qu'il existe bien un effet de forme en tant que tel sur les statistiques de la vitesse angulaire et que celui-ci est induit par le couple de tangage. Il est donc nécessaire de prendre en compte ce couple dans l'étude du mouvement des ellipsoïdes. Pour nous, il s'agit bien d'un effet de forme et non d'un effet lié à l'inertie de rotation, qui peut être combiné ou non à un effet d'inertie. On tient à préciser que les statistiques de la vitesse angulaire dans le centre du canal sont à prendre avec précaution. En effet, on a montré qu'il existait un nombre important de particules dont le nombre de Reynolds particulaire est inférieur à l'unité. Ceci se produit certainement au centre du canal où la vitesse relative de translation est faible. Dans ce cas $Re_p < 1$, le couple de tangage est estimé par extrapolation de notre corrélation qui, comme on l'a évoqué

précédemment, présente une précision critiquable. Les statistiques des vitesses angulaires du fluide vu ne sont pas affectées par la forme des particules en l'absence de pesanteur, ni d'ailleurs en sa présence. En effet, l'influence de l'importance d'une vitesse de glissement entre la phase porteuse et la phase dispersée, abordée au chapitre 7 montre clairement l'absence d'effet comme en apesanteur. Ceci n'est pas le cas des statistiques des particules.

En effet, nous avons choisi délibérément un écoulement vertical ascendant afin d'induire une vitesse de glissement importante. Ainsi, l'influence de cette non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques sur les effets de forme et d'inertie a pu être analysée. L'accélération gravitationnelle a été obtenue en fixant la vitesse terminale de chute dans un fluide au repos, sous l'hypothèse du régime de Stokes, et sans prendre en compte la rotation des particules $\tau_p^+ g^+ = 5$. Il s'agit ici d'une approche originale pour les particules ellipsoïdales qui vise à montrer l'effet d'une vitesse de glissement induite par une force extérieure sur les effets observés en apesanteur.

Les résultats obtenus montrent que la concentration moyenne des particules ellipsoïdales devient très faible dans la zone proche de la paroi en présence de cette force de gravité. Ce comportement s'avère plus prononcé pour les particules de faibles inerties. En effet, si on s'attarde à observer la concentration préférentielle des ellipsoïdes, on remarque en effet le faible nombre de particules présentes dans cette zone, et cela est plus accentué pour les plus petites inerties. Par contre, un événement auquel on ne s'attendait pas, à savoir une localisation préférentielle de ces particules non pas dans les « low speed streaks » mais dans les « high speed streaks », a été noté, ce qui est confirmé par les valeurs de la vitesse de dérive qui sont dans ce cas positives. Contrairement aux autres qui sont éjectées vers le centre du canal, ces particules sont entrainées vers la zone proche paroi par les événements « sweeps events ». Concernant les ellipsoïdes de grandes inerties, la formation de regroupement de particules est moins flagrante contrairement au cas en apesanteur. Cependant, ce comportement n'est qu'instantané, car la vitesse de dérive montre qu'il existe bien des zones de concentration préférentielle caractérisées par une faible vitesse longitudinale.

S'agissant du nombre de Reynolds particulaire, on a constaté que celui-ci est supérieur à l'unité pour la quasi-totalité des particules. Le recourt aux formulations empiriques devient alors nécessaire. Ceci n'est pas le cas du nombre de Reynolds angulaire qui demeure largement inférieur à l'unité, d'où la validité de l'utilisation des formulations théoriques (Denis *et al.* 1980). Concernant les statistiques de la vitesse de translation, on a remarqué que la forte vitesse de glissement induit une accentuation des effets de la forme couplés ou pas aux effets de d'inertie. Ces effets apparaissent quasiment pour toutes les statistiques avec plus au moins de monotonie.

Pour ce qui est des statistiques de rotation, une orientation préférentielle dans la direction de l'écoulement moyen ainsi qu'un alignement avec la paroi sont identifiés. Il s'agit d'une accentuation de ce que l'on a observé en apesanteur favorisée par le glissement moyen. Par ailleurs, les statistiques des vitesses angulaires montrent que les effets observés en apesanteur deviennent très accentués, témoignant d'une prépondérance du couple de tangage dans le mouvement de rotation des particules ellipsoïdales. De ce fait, il paraît nécessaire de prendre en compte le couple de tangage pour décrire le mouvement de rotation des particules ellipsoïdales que cela soit en régime linéaire ou non-linéaire avec ou sans présence d'une vitesse de glissement entre les phases induite par une force extérieure.

Concernant les statistiques de la vitesse translation et de la vitesse angulaire du fluide vu par les particules, on a remarqué, comme pour le cas en apesanteur, que la forme n'a aucun effet significatif. Ce qui implique que la vitesse de glissement n'a pas induit une altération de la façon dont les particules « voient » statistiquement la turbulence.

Pour clore cette conclusion, il ressort de cette étude que plus le nombre de Reynolds particulaire dépasse l'unité, plus les effets de la non-linéarité des forces et couples hydrodynamiques accentuent les effets de la forme combinés ou pas aux effets de l'inertie.

Perspectives

Le travail effectué dans cette thèse ouvre la voie à plusieurs perspectives. Celles-ci concernent à la fois les questions soulevées dans ce manuscrit comme l'exploitation des résultats que l'on a obtenus mais aussi à l'intégration de la non-sphéricité dans les codes macroscopiques. Pour ce qui est des questions évoquées dans ce manuscrit, on peut rappeler l'intérêt d'établir une limite pour la considération du régime de Stokes pour l'écoulement autour des ellipsoïdes. Il en est de même pour le nombre de Reynolds particulière pertinent à l'identification des régimes linéaire et non-linéaire. Ces deux points pourraient nous aider à mieux exploiter les formulations analytiques ainsi que les corrélations empiriques, et à mieux caractériser les effets de la non-linéarité. D'un point de vue de l'exploitation des données, on a réalisé de nombreuses simulations DNS/DPS qui ont permis d'extraire un grand nombre de données instantanées (vitesses, positions, vitesses angulaires, orientations, forces, couples, etc.). Celles-ci n'ont pas été complètement présentées dans ce manuscrit. Une analyse la densité de probabilité des angles d'incidences pourrait nous informer d'un point de vue énergétique sur l'existence ou pas d'une minimisation de la traînée. Afin de mieux comprendre les effets observés dans cette étude, une étude statistique des forces et des couples hydrodynamiques est le point important auquel on devrait s'intéresser. Il en est de même pour l'étude visuelle de la superposition des champs de vorticités et des particules.

La technique de simulation utilisée (DNS/DPS) étant très coûteuse et limitée à des géométries simples, il serait intéressant d'adapter le suivi lagrangien développé dans cette étude à une méthode macroscopique du type RANS. On resterait, sous l'hypothèse de particules points, l'effet de la taille finie des particules ne serait toujours pas considéré. En outre, l'extension à une approche macroscopique ne serait pas simple. En effet, on serait rapidement confronté aux contraintes de la modélisation du fluide vu pour des ellipsoïdes, pour lesquelles le mouvement de rotation influe considérablement sur le mouvement de translation surtout en présence d'une force extérieure. Néanmoins, il est intéressant de remarquer que, selon les résultats présentés dans ce travail, les propriétés statistiques du fluide vu ne varient pas selon la forme des particules. On pourrait alors suggérer d'utiliser la forme fonctionnelle d'un modèle de Langevin pour décrire la rotation du fluide à la position de la particule ellipsoïdale.

Annexe

Toutes les figures présentées dans cette annexe sont extraites des travaux de Mortensen *et al.* (2008). Les légende restent les mêmes pour chacune des figures.

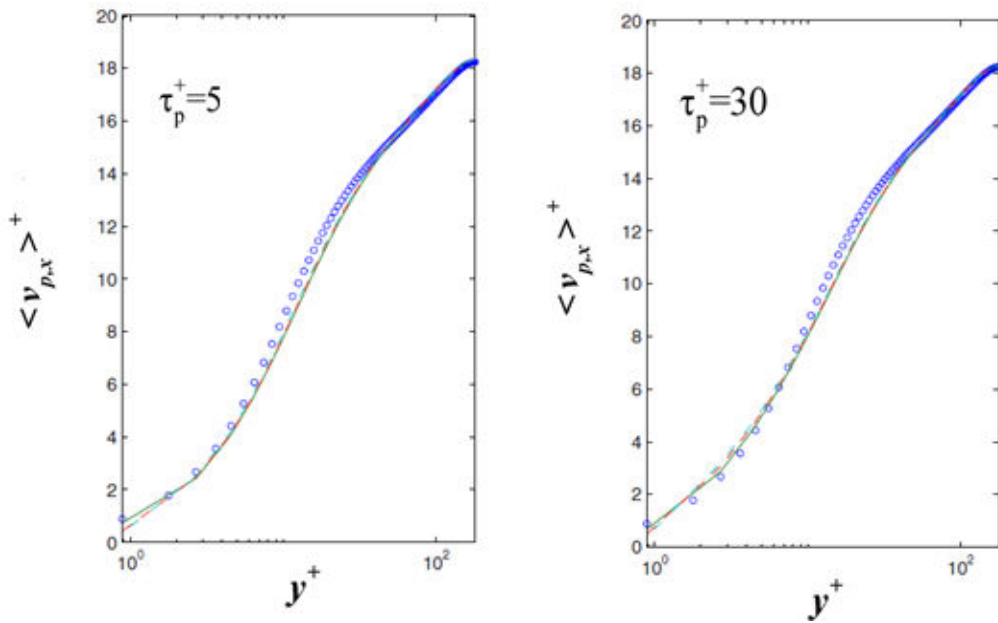


Figure 1 - Vitesse moyenne longitudinale. Figure extraite de Mortensen *et al.* (2008). (o) : fluide ; (-) : sphère ; (- -) : $w=3$ et (- · -) : $w=10$.

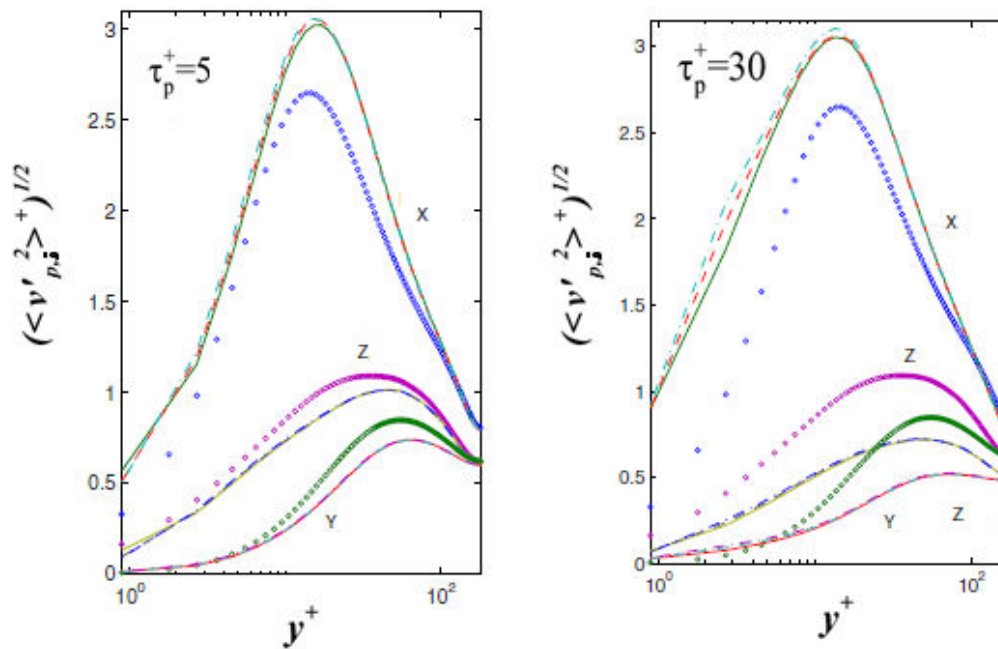


Figure 2 - Ecart type des composantes de vitesse de translation ($i=x, y, z$). (o) : fluide ; (-) : sphère ; (- -) : $w=3$ et (- · -) : $w=10$.

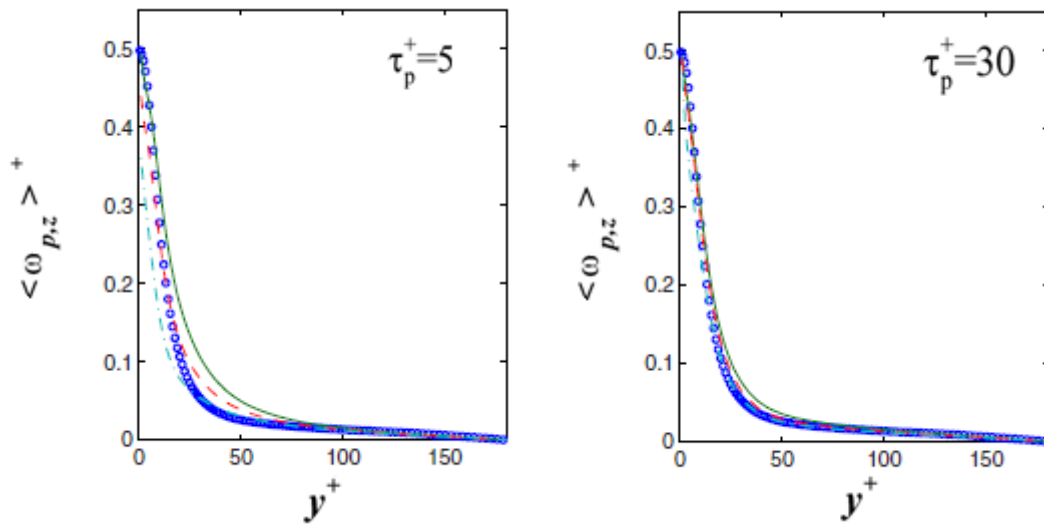


Figure 3 – Vitesse angulaire moyenne transversale à l'écoulement. ($i=x, y, z$). (o) : fluide ; (—) : sphère ; (---) : $w=3$ et (-.-) : $w=10$.

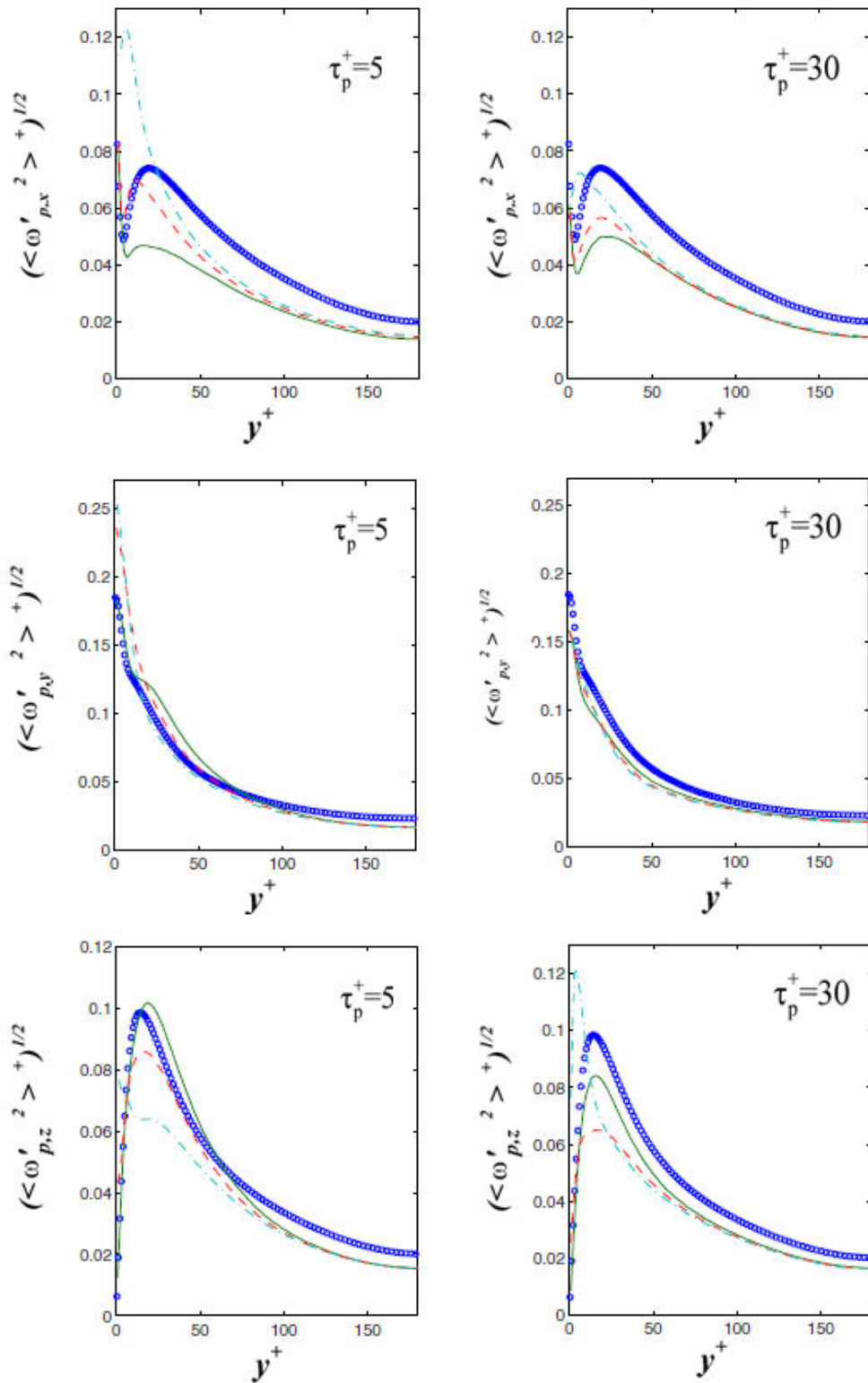


Figure 4 – Ecart type des composantes de la vitesse angulaire. Figure issue de Mortensen et al. (2008). (o) : fluide ; (–) : sphère ; (– –) : $w=3$ et (– · –) : $w=10$.

Bibliographie

- Abe, H., Kawamura, H., & Matsuo, Y. (2001). Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to Reynolds number dependence. *ASME J. Fluids Eng*, *123*, 382–393.
- Adrian, R. J., Christensen, K. T., & Liu, Z. C. (2000). Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*, *29*(3), 275-290.
- Arcen, B. (2006). *Etudes par simulation numérique directe du comportement et de la dispersion de particules solides en écoulement non homogène isotherme ou anisotherme*. Thèse de doctorat, UHP, Nancy I.
- Arcen, B., Tanière, A., & Oesterle, B. (2006). On the influence of near-wall forces in particle-laden channel flows. *Int. J. Multiphase flow*, *23*, 1326.
- Balachandar, S., & Eaton, J. K. (2010). Turbulent Dispersed Multiphase Flow. *Annu. Rev. Fluid Mech*, *42*, 111-133.
- Chagras, V. (2004). *Simulation Eulérienne-lagrangienne d'écoulement gaz-solide non isothermes: interaction particules-turbulence, application aux écoulements en conduite*. Thèse de doctorat, UHP, Nancy I.
- Chassaing, P. (2000). *Turbulence en mécanique des fluides (analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur)*. Cépaduès-Editions.
- Chhabra, R., Agarwal, L., & Sinha, N. (1999). Drag on non-spherical particles: an evaluation of available methods. *Powder Technology*, *101*(288–295), 288–295.
- Chrast, M., Bouchet, G., & Dusek, J. (2013). Numerical simulation of the dynamics of freely falling discs. *Phys. Fluids*, *25*, 044102.
- Comte-Bellot, G. (1965). *Écoulement turbulent entre deux plaques planes parallèles*. Paris: PST 149.
- Corino, E. R., & Brodkey, R. S. (1969). A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *37*, 1-30.

- Csanady, G. T. (1963). Turbulent diffusion of heavy particles in atmosphere. *J. Atmos. Sci*, 20, 201-208.
- Dearing, S., Compolo, M., Capone, A., & Soldati, A. (2012). Phase discrimination and object fitting to measure fibers distribution and orientation in turbulent pipe flows. *Exp. Fluids*, 54, 1-14.
- DeAlamo, J. C., & Jiménez, J. (2003). Spectra of the very large anisotropic scales in turbulent channels. *Phys. Fluids*, 15, L41–L43.
- Denis, S. C., Singh, S. N., & Ingham, D. B. (1990). The steady flow due to a rotation sphere at low and moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech*, 101, 257-279.
- Deutsch, E. (1992). *Dispersion de particules dans une turbulence homogène isotrope stationnaire calculée par simulation numérique directe des grandes échelles*. Lyon: Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Eckerlmann, H. (1974). The structure of the viscous sublayer and adjacent wall region in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech*, 65, 439-459.
- Elghobashi, S. (1994). On predicting particle-laden turbulent flow. *Appl. Sci. Res*, 52, 309-329.
- Fantoni, M. (2008). *Dynamics of ellipsoidal particles dispersed in channel flow turbulence*. PhD thesis, Université d'Udine.
- Feng, J., Hu, H. H., & Joseph, D. D. (1994). Direct simulation of initial value problems for the motion of solid bodies in a Newtonian fluid. Part 2. Couette and Poiseuille flows. *J. Fluid Mech*, 277, 271-301.
- Ganser, G. (1993). A rational approach to drag prediction of spherical and non-spherical particles. *Powder Technology*, 77(2), 143–152.
- Gatignol, R. (1983). The Faxen formulae for rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow. *J. Mec. Théor. Appl*, 1, 143-160.
- H. Abe, H., Kawamura, H., & Matsuo, Y. (2001). Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to Reynolds number dependence. *ASME J. Fluids Eng.*, 123, 382–393.

- Haider, A., & Levenspiel, O. (1989). Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology*, 58, 63–70.
- Happel, J., & Brenner, H. (1965). Low Reynolds Number Hydrodynamics. *Prentice-Hall, Englewood Cliffs*.
- Hoerner, S. (1965). Fluid Dynamic Drag. *Hoerner Fluid Dynamics*.
- Holzer, A., & Sommerfeld, M. (2008). New simple correlation formula for the drag coefficient of non spherical particles. *Powder Technology*, 184, 361–365.
- Hölzer, A., & Sommerfeld, M. (2009). Lattice Boltzmann simulations to determine drag, lift and torque acting on non-spherical particles. *Computers & Fluids* 2009; 572–589., 38:.
Computers & Fluids, 38, 572–589.
- Hoyas, S., & Jiménez, J. (2006). Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_{\tau} = 2003$. *Phys. Fluids*, 18, 011702.
- Jeffery, G. (1922). The Motion of Ellipsoidal Particles Immersed in a Viscous Fluid. *Proc. R. Soc*, 102, 161-179.
- Johnson, T. A., & Patel, V. C. (1999). Flow past sphere up to a Reynolds number of 300. *J. Fluid Mech*, 378, 19-70.
- Kaftori, D., Hestroni, G., & Banerjee, S. (1998). The effect of particles on wall turbulence. *Int.J. Multiphase Flow*, 24, 3.
- Karnis, A., Goldsmit, H. L., & Mason, S. G. (1966). Flow of Suspensions through Tubes .V. Inertial Effects. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 44(4), 181.
- Karnis, A., Mason, S. G., & Goldsmith, H. L. (1963). Axial Migration of Particles in Poiseuille Flow. *Nature*, 200(490), 159.
- Kim, J., Moin, P., & Moser, R. (1987). Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech*, 177, 133–166.
- Kishor, N., & Gu, S. (2011). Momentum and heat transfer phenomena of spheroid particles at moderate Reynolds and Prandtl numbers. *Int. J. Mass and heat Ttransfer*, 54, 2595-2601.

- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A., & Runstadler, P. W. (1967). The structure of turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, 30, S25-S30.
- Kozuka, M., Seki, Y., & Kawamura, H. (2009). Direct numerical simulation of turbulent heat transfer with a high spatial resolution. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30, 514–524.
- Kristpferson, R., & Andersson, H. I. (1993). Direct simulations of low-Reynolds-number turbulent flow in a rotating channel. *J. Fluid Mech*, 256, 163-197.
- Kulick, J. D., Fessler, J. R., & Eaton, J. (1994). Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *J. Fluid Mech*, 227, 109-134.
- Kulick, J. D., Fessler, J. R., & Eaton, J. K. (1994). Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *J. Fluid Mech*, 227, 109-134.
- Lee, M., & Moser, R. D. (2015). Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_{\tau} \approx 5200$. *J. Fluid Mech*, 774, 395- 415.
- Lesieur, M., Comte, P., Fouillet, Y., & Silveira Neto, A. (1990). Three dimensional numerical simulations of coherent structures in free-shear flows. *NATO-ARW "conference on The Global geomary of turbulence"*.
- Li, T., Li, S., Zhao, J., Lu, p., & Lingyi, M. (2012). Sphericities of non-spherical objects. *Particuology*, 10(1), 97-104.
- Li, Y., McLaughlin, J. B., Kontomaris, K., & Portela, L. (2001). Numerical simulation of particle-laden turbulent channel flow. *Phisic of Fluids*, 13, 2957.
- Lozano-Duran, A., & Jiménez. (2014). Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to $Re_{\tau} = 4200$. *Physics of fluid*, 26, 011702.
- Lumley, J. L. (1969). Drag reduction by addives. *Annu. Rev Fluid Mech*, 1, 367.
- M. Kozuka, M., Seki, Y., & Kawamura, H. (2009). Direct numerical simulation of turbulent heat transfer with a high spatialresolution). *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30, 514–524.
- Machaelides, E.-E. (1997). The transition equation of motion for particles, bubbles and droplets. *J.Fluid Eng*, 119, 223-247.

- Marchildon, E. K., Clamen, A., & Gauvin, W. H. (1964). Drag+oscillatory motion of freely falling cylindrical particles. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 42(4), 178.
- Marchioli, C., & Soldati, A. (2002). Mechanisms of particle transfer segregation in turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, 468, 283-315.
- Marchioli, C., & Soldati, A. (2013). Rotation statistics of fibers in wall shear turbulence. *Acta Mech*, 224, 2311–2329.
- Marchioli, C., Fantoni, M., & Soldati, A. (2010). Orientation, distribution and deposition of elongated, inertial fibers in turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 22, 033301.
- Marchioli, C., Picciotto, M., & Soldati, A. (2006). Particle dispersion and wall-dependant turbulent flow scales. Implications for local equilibrium models. *J. Turbul*, 7, 60.
- Marchioli, C., Soldati, A., Kuerten, J. G., Arcen, B., Tanière, A., Goldensoph, G., . . . Portela, L. M. (2008). Statistics of particle dispersion in direct numerical simulations of wall-bounded turbulence. Results of international collaborative benchmark test. *J. Multiphase flow*, 34, 879-893.
- Masliyah, J. H., & Epstein, N. (1970). Numerical study of steady flow past spheroids. *J. Fluid Mechanics*, 44, 493-512.
- Maxey, M. (1987). The gravitational settling of aerosol particles in homogenous turbulence an random flow fields. *J. Fluid Mech*, 174, 441-467.
- Maxey, M.-R., & Riley, J.-J. (1983). Equation of motion for small grid sphere in non uniform flow. *Physics of Fluids*, 26(4), 883-889.
- Militzer, J., Kan, J., Hamdullahpur, F., Amyotte, P., & Taweel, A. (1989). Drag coefficient for axisymmetric flow around individual spheroidal particles. *Powder Technology*, 57, 193-195.
- Moin, P., & Kim, J. (1982). Numerical investigation of turbulent channel flow. *J. Fluid Mech*, 118, 341-377.
- Morsi, S. A., & Alexander, A. J. (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *J. Fluid Mechanics*, 55, 193-208.

- Mortensen, P. H., Andersson, H. I., Gillissen, J.-J. J., & Boersma, B. J. (2007). Particle spin in turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, *19*, 078109.
- Mortensen, P. H., Andersson, H. I., Gillissen, J.-J. J., & Boersma, B. J. (2008). Dynamics of prolate ellipsoidal particles in a turbulent channel flow. . *Physics of Fluids*, *20*, 093302.
- Moser, R. D., Kim, J., & Mansour, N. (1999). Direct numerical simulation of turbulent channel flow in channel up to $Re=590$. *Phys. Fluids*, *11*(4), 943-945.
- Niederschulte, M., Adiran, R., & Hanratty, T. J. (1990). Measurements of turbulent flow in a channel at low Reynolds numbers. *Exp. in Fluids*, *9*, 222-230.
- Oberbeek, A. (1876). Ueber stationäre Flüssigkeitsbewegungen mit Berücksichtigung. *J Reine Angew Math*, *81*, 62–80.
- Oesterlé, B., & Bui Dinh, T. (1998). Experiments on the lift of spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers. *Exp.fluids*, *25*, 16-22.
- Ouchene, R., Chadil, A., Khalij, M., Fede, P., Vincent, S., Taniere, A., . . . Arcen, B. (2014). Numerical simulation and modeling of forces acting on single and multiple non-spherical particles. *11th International Conference on Nanochannels, Microchannels and minichannels, ASME-FEDSM2014* (pp. FEDSM2014-22244). Chicago: ASME.
- Ouchène, R., Khalij, M., tanière, A., & Arcen, B. (2013). drag lift and torque coefficients of the ellipsoidal particles. *Euromech colloquium N505*. A.E. nd B. Editor.
- Ouchene, R., Khalij, M., Taniere, A., & Arcen, B. (2015). Drag, lift and torque coefficients for ellipsoidal particles: from low to moderate particle Reynolds numbers. *Computers & fluids*, *113*, 53-64.
- Pedinotti, S., Mariotti, G., & Banerjee, S. (1992). Direct numerical simulation of particle behaviour in the wall region of turbulent flows in horizontal channels. *Int. J. Multiphase Flow*, *18*, 927-941.
- QI, D., & Luo, L. (2002). Transitions in rotations of nonspherical particle in three-dimentional moderate Reynolds number Couette flow. *Phys. Fluids*, *14*, 4440-4443.

- Rambaud, P. (2001). *Contribution à l'étude du comportement de particules solides en écoulement turbulent confiné par simulation numérique directe*. Thèse de doctorat, UHP, Nancy I.
- Rayleigh, L. (1976). On the resistance of fluid. *Philosophical magazine Series*, 5(2), 430-441.
- Richter, A., & Nikrityuk, P. (2012). Drag forces and heat transfer coefficients for spherical, cuboidal and ellipsoidal particles in cross flow at sub-critical Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 1343–1354.
- Richter, A., & Nikrityuk, P. (2013). New correlation for heat and fluid flow past ellipsoidal and cubic particles at different angles of attack. *Powder Technology*, 249, 463-474.
- Robinson, S. K. (1991). The kinematics of turbulent boundary layer structure. NASA, TM103859.
- Rosendahl, L. (2000). Using a multi-parameter particle shape description to predict the motion of non-spherical particle shapes in swirling flow. *Appl. Mathematical Modelling*, 24, 11–25.
- Rubinow, S. I., & Keller, J. B. (1961). The transverse force on spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Mech*, 55, 447-459.
- Schiller, L., & Naumann, A. (1935). Fundamental calculations in gravitational processing. *Zeitschrift Des Vereines Deutscher Ingenieure*, 77, 318-320.
- Schoppa, W., & Hussain, F. (2000). Coherent structure dynamics in near wall turbulence. *Fluid Dynamics Research*, 26(2), 119-139.
- Shapiro, M., & Goldenberg, M. (1993). Deposition of glass fiber particles from turbulent air flow in a pipe. *J. Aerosol Sci*, 24, 65–87.
- Soltani, M., & Ahmadi, G. (1995). Direct numerical simulation of particle entrainment in turbulent channel flow. *Physic of Fluids*, 7, 647-657.
- Sørensen, H., Rosendahl, L., Yin, C., & Mando, M. (2007). Settling of a cylindrical particle in a stagnant fluid. *Proceedings of the 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF*.
- Stokes, G. (1851). On the effect of the internal friction of fluids on the motion pendulums. Cambridge Philos Trans 1851;9:8–106. *Cambridge Philos Trans*, 9, 8–106.

- Stringham, G. E., Simons, D. B., & Guy, H. P. (1969). The behavior of large particles falling in quiescent liquids. *Geol. Surv. Prof. Paper*, 562C, 36.
- Tennekes, H., & Lumley, J. L. (1972). *A first course in turbulent*. MIT press.
- Theodorsen, T. (1952). In mechanism of turbulence. *Proc. of 2nd Midwestern Conf. on fluid Mech.*
- Vance, M. W., Squires, K. D., & Simonin, O. (2006). Properties of the particle velocity field in gas-solid turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 18, 063302.
- Vinkovic, I., Aguirra, C., Ayrault, M., & Simoens, S. (2005). Large eddy simulation of the dispersion of solid particles and droplets in a turbulent boundary layer flow. *Eng. Turbul. Modelling experiments*, 6, 969-978.
- Vreman, A. W., & Kuerten, J.-G. M. (2014). Comparison of direct numerical simulation databases of turbulent channel flow at $Re \tau = 180$. *PHYSICS OF FLUIDS*, 26, 015102.
- Wadell, H. (1934). The coefficient of resistance as a function of Reynolds number for solids of various shapes. *Journal of the Franklin Institute*, 217, 459-490.
- Wang, Q., & Squires, K. D. (1996). Large Eddy Simulation of particle-laden turbulent channel flow. *Phys Fluids*, 8(5), 1207-1223.
- Wells, M. R., & Stock, D. E. (1983). The Effects of Crossing Trajectories on the Dispersion of Particles in a Turbulent Flow. *J. Fluid. Mech*, 136, 31-61.
- Yamamoto, Y., Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T., & Tsuji, Y. (2001). Large-eddy simulation of turbulent gasparticle flow in a vertical channel: effect of considering inter-particle collisions. *J. Fluid Mech*, 442, 303-334.
- Yin CG, R. L. (2003). Modelling the motion of cylindrical particles in a non uniform flow. *Chem Eng Science*, 58(15), 3489-3498.
- Yow, H. N., Salman, A., & Pitt, M. J. (200). Drag correlations for particles of regular shape. *Powder technology*.
- Yow, H., Salman, A., & Pitt, M. (2005). Drag correlations for particles of regular shape. *Powder Technology*, 16(4), 363-372.

- Yudine, M. I. (1959). Physical considerations on heavy-particle dispersion. *Adv. Geophys*, 6, 185-191.
- Zastawny, M., Mallouppas, G., Zhao, F., & Van Wachem, B. (2012). Derivation of drag and lift force and torque coefficients for non-spherical particles in flows. *International Journal of Multiphase Flow*. *Int. J. Multiphase Flow*, 101, 288–295.
- Zhang, H., Ahmadi, G., Fan, F.-G., & McLaughlin, J. (2001). Ellipsoidal particles transport and deposition in turbulent channel flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 27(6), 971-100.
- Zhao, F., & van Wachem, B. G. (2013). Direct numerical simulation of ellipsoidal particles in turbulent channel flow. *Acta Mech*, 224(10), 2331-2358.

Dispersion de particules non sphériques en écoulement turbulent

Résumé :

Ce travail de thèse fait partie intégrante de l'ANR PLAYER (début janvier 2012), projet visant à étendre les simulations d'écoulements gaz-particules à des particules non-sphériques ayant une inertie couvrant une large gamme. Les avancées de cette ANR portent notamment sur la détermination des forces et couples élémentaires sur de tels objets avec la question du nombre de degrés de liberté supplémentaires à prendre en compte, l'impact de la forme et de l'effet d'inertie ainsi que l'influence d'une force extérieure telle que la gravité sur les interactions particule-turbulence. Dans ce cadre, l'objectif de ce travail de thèse est d'étudier finement la dispersion de particules non-sphériques rigides dans un écoulement turbulent à l'échelle mésoscopique (il est supposé que les particules sont des points matériels). Pour ce faire, un suivi lagrangien de particules ellipsoïdales couplé à un code de simulation numérique directe d'un écoulement turbulent de canal a été utilisé. Cette méthode nécessite alors une bonne estimation des forces et couples hydrodynamiques agissant sur ce type de particules, ainsi qu'un couplage des équations du mouvement de translation et de rotation. En se basant sur les résultats obtenus par une simulation numérique directe résolue à l'échelle de la particule (Ansys Fluent, body-fitted method), nous avons établi, dans un premier temps, des corrélations pour les coefficients hydrodynamiques (traînée, portance, couple de tangage) dépendant du nombre de Reynolds particulaire, de la forme, et de l'orientation des particules. L'originalité de ce travail réside en la validité de ces corrélations pour des gammes étendues de facteurs de forme (rapport entre la longueur et la largeur de la particule $w \in [0,2-32]$) et de Reynolds particulières $Re_p \in [1-240]$. Ces corrélations ainsi que les équations du mouvement de rotation ont été ensuite intégrées dans le code « maison » de simulation numérique directe d'un écoulement turbulent gaz-solide à l'échelle mésoscopique. Après avoir validé ce code à travers différents cas tests, nous avons étudié la dispersion de différentes particules ellipsoïdales dans un écoulement de canal turbulent pour un nombre de Reynolds modéré. Trois principaux effets sont à l'étude : l'effet de forme, l'effet d'inertie et l'effet du croisement de trajectoires.

Mot-clés : Force hydrodynamique, traînée, portance, couple, particules ellipsoïdales, DNS, turbulence, dispersion.

Dispersion of non spherical particles in a turbulent flow

Abstract

The present work is a part of a program research ANR PLAYER (started from January 2012), the aim of the project is to extend the simulations of gaz-particles flow to the non-spherical particles with a large range of inertia. The main objectives of this project consist, firstly, on the founding of hydrodynamic forces and torques occurring on these non-spherical particles. As results, we focus on the additional degrees of freedom that must be considered, shape effects and effects of inertia. Secondly, we are interested on the study of particle-turbulence interaction and particle-particle interaction.

The aim of this Phd thesis consists on the studying of the dispersion of solide non-spherical particles in turbulent channel flow at mesoscopic scale. In order to achieve this work, we considered a one way coupling and we used a technique of Particles Lagrangian Tracking coupled with a Direct Numerical Simulation of the turbulent channel flow (DNS/PLT). This technique requires a well prediction of hydrodynamic forces and torques occurring on each particle. In addition, this technique requires a coupling of translational and rotational motions.

Firstly, a Direct Numerical Simulation is used with a body-fitted method in CFD code Ansys-Fluent to simulate flow around ellipsoids. Based on the obtained results, models of correlation for hydrodynamic coefficients (drag, lift and torque) are proposed. The major results of this part is the accuracy models for a large ranges of particles Reynolds number, aspect ratio and orientations. Indeed these models take the particle Reynolds number $Re_p \in [1-240]$, the shape (aspect ratio $w \in [0.2-32]$) and the orientation of the particle into account.

Secondly, these models of correlation as well as translational and rotational motions are implemented in the in-house DNS code. After a rigorous validation of the code using a different test cases, simulations of dispersion of ellipsoidal particles in a tubulent channel flow is performed for a moderate Reynolds number. Three main effects are investigated in this study: shape effect, inertial effect and the "effect of crossing trajectories".

Key-words : Hydrodynamic forces, drag, lift, torque, ellipsoidal particles, DNS, turbulence, dispersion