

Particules non sphériques en écoulement turbulent : quel jeu de forces hydrodynamiques doit-on utiliser?

R. OUCHENE, M. KHALIJ, A. TANIÈRE

LEMETA, UMR CNRS 7563, Université de Lorraine – ESSTIN, 2 rue Jean Lamour, 54500 Vandoeuvre-les-Nancy, France.

Résumé :

Dans cet article, on examinera la capacité du code CFD de type industriel (ANSYS FLUENT[®]) à fournir les forces hydrodynamiques agissant sur une particule non-sphérique de type sphérocyindre. On se limitera ici aux forces de traînée et de portance. L'objectif est de faire un choix décisif des corrélations les plus pertinentes à intégrer dans notre code de simulation numérique direct couplé à un suivi lagrangien DNS/DPS afin de débiter l'étude de la dispersion des particules non-sphériques.

Abstract :

In this work, we want to verify the ability of the CFD code (ANSYS FLUENT[®]) to give the accurate results of hydrodynamic forces acting on non-spherical (spherocylinder). We focus the study only on the drag and lift forces. The objective is to choose or develop a model that will later be introduced in the Direct Numerical Simulation code coupled with the Lagrangian tracking in order to start the study of the dispersion of non-spherical particles.

Mots clefs: Particules non-sphériques, traîné, portance

1 Introduction

Notre travail considérait jusqu'à maintenant la dispersion de particules sphériques en écoulement turbulent. Nous l'avons quantifiée par des statistiques propres à la dispersion (vitesse moyenne, profil de concentration, vitesse d'agitation de particules solides, covariances fluide particules, etc.) [1] [2]. Qu'en est-il lorsqu'on travaille avec des particules non sphériques? C'est l'objectif du programme de recherche PLAYER¹ financé par l'ANR². On propose dans cette étude préliminaire, en amont de la modélisation DNS/DPS, de s'intéresser au jeu de forces hydrodynamiques qui peuvent s'exercer sur des particules non-sphériques. En effet, lors d'un suivi lagrangien, il est primordial de connaître les forces agissant sur de telles particules. On connaît bien ce jeu de forces lorsque les particules sont sphériques. Cependant, pour le cas des particules non-sphériques, la littérature est assez riche d'information depuis les travaux de Brenner [3] mais paradoxalement, elle reste dénuée d'informations essentielles. Les corrélations existantes sur ce jeu de forces pour des particules de ce type se basent sur des facteurs de formes souvent incomplets ou compliqués à déterminer pour décrire la particule et prendre en compte son orientation ([4], [5], [6]). En effet, il paraît indéniable de prendre l'influence des facteurs de forme, d'orientation de la particule par rapport à l'écoulement et enfin l'inertie de la particule au sein d'une même corrélation.

Dans cet article, on examinera la capacité du code CFD de type industriel (ANSYS FLUENT[®]) à fournir les forces hydrodynamiques agissant sur une particule non-sphérique de type sphérocyindre. On se limitera ici aux forces de traînée et de portance. L'objectif est de faire un choix décisif sur les corrélations à intégrer dans notre code de simulation numérique direct couplé à un suivi lagrangien DNS/DPS afin de débiter l'étude de la dispersion des particules non-sphériques.

¹ Acronyme de Particles in a turbulent boundary LAYER

² Agence Nationale de la Recherche

2 Trainée et portance d'une particule non-sphérique

Il existe peu de modèles qui décrivent le mouvement de particules non-sphériques suspendues dans un fluide en écoulement uniforme. En effet, ce type de particules n'est pas uniquement soumis aux seules forces de translation mais aussi au mouvement de rotation autour d'elles-mêmes. Si on ne s'intéresse qu'au mouvement de translation d'une particule, il est décrit dans le repère inertiel $\mathbf{x}=(x,y,z)$ par la conservation de la quantité de mouvement. De plus, pour une particule solide « lourde » seule les forces de trainée F_D , de portance F_L et de volume sont prédominantes(2) [7].

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_D + \vec{F}_L + V_p(\rho_p - \rho_f)\vec{g} \quad (2)$$

Où V_p , ρ_p , ρ_f représentent respectivement le volume de la particule, la masse volumique de la particule et la masse volumique du fluide. De manière générale, les forces qui s'exercent sur une particule non-sphérique sont caractérisées par des coefficients adimensionnels de trainée C_D , de portance C_L dépendant du nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \frac{\|\vec{v}_p - \vec{u}_f\| d_p}{\nu}$. $\vec{u}_p = \vec{v}_p - \vec{u}_f$ est la vitesse relative de particule par rapport à celle du fluide \vec{u}_f , \vec{v}_p représente la vitesse de la particule, d_p est le diamètre équivalent de la sphère de même volume que la particule considérée et ν est la viscosité cinématique du fluide. Ainsi, ces coefficients sont obtenus en utilisant les formulations suivantes :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho_f u^2 \frac{\pi}{4} d_p^2} ; C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho_f u^2 \frac{\pi}{4} d_p^2} \quad (3)$$

La particule n'étant pas symétrique (contrairement à la sphère), les coefficients de trainée et de portance dépendent non seulement du Reynolds mais aussi de leurs angles d'incidence α par rapport à l'écoulement (fig. 1). Cette incidence joue un rôle déterminant dans le mouvement des particules non-sphériques [8] par le biais des forces de trainée et de portance d'où la nécessité de les évaluer au mieux.

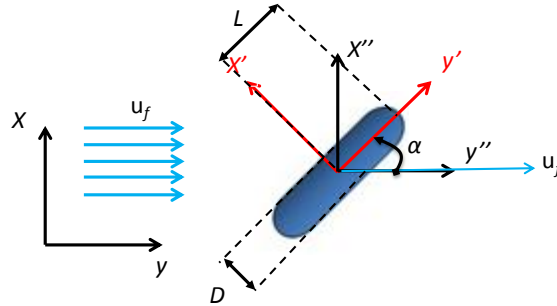


FIG. 1 – Sphéro-cylindre considéré avec un angle d'incidence α .
 $\mathbf{x}' = (x', y', z')$ est le repère lié à la particule qui est porté par un des axe de la particule.

Contrairement aux coefficients de portance et de moment qui sont peu présents dans la littérature, le coefficient de trainée fait l'objet de nombreuses études comme celle de Hölzer et Sommerfeld [4] sur des particules de forme arbitraire où celles de Rosendahl [5], Zastawny *et al* [6] pour des particules de formes spécifiques. La corrélation de Hölzer et Sommerfeld [4] est établie pour des particules de formes arbitraires. Le point fort de cette corrélation est la prise en compte de l'orientation à travers l'introduction de deux paramètres de forme qui sont la sphéricité ϕ défini par Wadell [9] et la sphéricité orthogonale ϕ_{\perp} . La sphéricité ϕ est le rapport entre la surface de la sphère ayant le même volume que la particule et la surface de la particule de volume équivalent ; ϕ_{\perp} représente le rapport entre la surface projetée de la sphère de même volume et la surface projetée de la particule considérée dans la direction de l'écoulement. L'approche de Rosendahl [5] consiste à déterminer le coefficient de trainée aux deux angles d'incidence 0° et 90° ($C_{D,\alpha=0^{\circ}}, C_{D,\alpha=90^{\circ}}$) à partir des meilleurs résultats expérimentaux ou issu de corrélations existantes. Une fonction liant ces deux cas limites, ie ($C_{D,\alpha=0^{\circ}}, C_{D,\alpha=90^{\circ}}$), disposant d'un point d'inflexion à 45° , est créée afin de représenter toute la plage angulaire de l'incidence pour une particule non-sphérique (Tab. 1). On s'intéresse à cette dernière étude car elle traite exactement le cas que nous souhaitons étudier. Cependant,

lorsque Zastawny *et al* [6] comparent leurs résultats issus de la simulation DNS à ceux de Brenner (1963), de Hölzer et Sommerfeld [4] et de Rosendaal [5], ces auteurs trouvent une différence significative. Devant cette incertitude des résultats, des simulations sont entreprises afin de faire un choix décisif des corrélations à utiliser pour nos futures études.

Hölzer & Sommerfeld [4]	$C_D = \frac{8}{Re_p} \frac{1}{\sqrt{\phi_\perp}} + \frac{16}{Re_p} \frac{1}{\sqrt{\phi}} + \frac{3}{\sqrt{Re_p}} \frac{1}{\phi^{\frac{3}{4}}} + 0,42 * 10^{0,4(-\log\phi)^{0,2}} \frac{1}{\phi_\perp}$				
Rosendahl [5]	$C_D = C_{D,\alpha=90^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^3 \alpha$				
Zastawny <i>et al</i> [6]	$\begin{cases} C_D = C_{D,\alpha=90^\circ} + (C_{D,\alpha=90^\circ} - C_{D,\alpha=0^\circ}) \sin^{a_0} \alpha \\ \text{Tel que :} \\ C_{D,\alpha=0^\circ} = \frac{a_1}{Re_p^{a_2}} - \frac{a_3}{Re_p^{a_4}} \\ C_{D,\alpha=90^\circ} = \frac{a_5}{Re_p^{a_6}} - \frac{a_7}{Re_p^{a_8}} \end{cases}$	a ₀	2,12	b ₁	8,652
		a ₁	20,35	b ₂	0,815
		a ₂	0,98	b ₃	0,407
		a ₃	2,77	b ₄	-0,197
		a ₄	0,396	b ₅	0,978
		a ₅	29,14	b ₆	0,036
Zastawny <i>et al</i> [6]	$C_L = \left(\frac{b_1}{Re_p^{b_2}} - \frac{b_3}{Re_p^{b_4}} \right) \sin(\alpha)^{b_5+b_6 Re_p^{b_7}} \cos(\alpha)^{b_8+b_9 Re_p^{b_{10}}}$	a ₆	0,97	b ₇	0,451
		a ₇	3,66	b ₈	1,359
		a ₈	0,16	b ₉	-0,43
			b ₁₀	0,007	
Hoener [8]	$\frac{C_L}{C_D} = \sin^2 \alpha \cos \alpha$				

Tableau 1 : Corrélations de référence

3 Simulation numérique

Nous cherchons à déterminer les forces hydrodynamiques agissant sur une particule sphérocyindrique (fig.1). Pour ce faire, la particule est supposée immobile, immergée dans un écoulement tridimensionnel unidirectionnel uniforme de vitesse \vec{u}_f (fig.1). Sa vitesse relative \vec{u}_p est donc égale à la vitesse du fluide.

Les simulations sont effectuées à l'aide du code commercial Ansys-Fluent[®] (version 14.5). Les équations de Navier-Stokes ainsi que l'équation de continuité sont résolues par une méthode volumes finis centrés aux nœuds (cell-centered). La discrétisation des équations est effectuée par un schéma numérique décentré du second ordre. Le couplage pression-vitesse est effectué à l'aide de l'algorithme SIMPLE [10] (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations). Le domaine de simulation (fig. 2) est un parallélépipède (« boîte fluide ») qui entoure la particule. Les conditions aux limites appliquées aux bornes du domaine sont présentées sur la figure 2. Les dimensions de la « boîte fluide » (reportées sur la figure 2) sont déterminées en fonction de la longueur du grand axe L de la particule (fig.1). Elles sont déterminées afin d'éviter toute perturbation de l'écoulement due aux conditions aux limites, notamment au niveau de la couche limite. D'un point de vue pratique, ces dimensions ont été imposées par le cas $Re_p=0,1$ (Tab. 2) entraînant la plus grande couche limite et où la particule est positionnée transversalement à l'écoulement. En outre, à l'aval de la particule, les dimensions sont fixées afin de laisser une distance suffisante au développement du sillage. Le maillage du domaine fluide est constitué d'éléments quadrilatéraux. Le maillage en surface de la particule est suffisamment fin pour obtenir une intégration précise des contraintes pariétales par rapport à la surface. Ainsi, le nombre de mailles est d'environ 1 million. La couche limite est toujours représentée par au minimum 20 nœuds. Avant que les différents cas présentés dans le tableau 2 pour une particule sphérocyindrique ne soient simulés, un cas de validation relatif à une sphère dans un écoulement en régime

de Stokes est effectué. Le résultat du coefficient de traînée obtenu à $Re_p=0,1$ est : $C_D=245$ sachant que le résultat théorique est $C_D = \frac{24}{Re_p} = 240$. Une déviation de 2% est obtenue, ce qui nous encourage à poursuivre les simulations avec des sphérocyindres.

Re_p	Particule	Ratio $w=L/D$	Orientation
0.1, 10, 50, 240, 300	Sphérocyindre	5/1	0 à 90° par pas de 10°

Tableau 2 : Paramètres de simulation

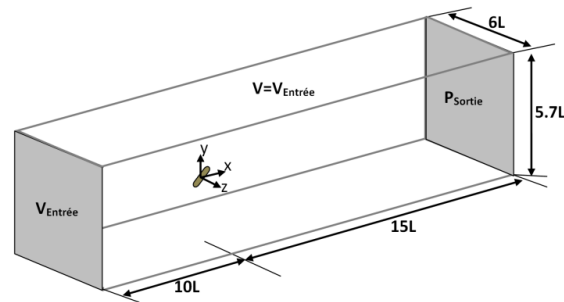


FIG. 2 – Domaine de simulation et conditions aux limites

4 Résultats et discussions

Les simulations effectuées ont permis de calculer les coefficients de traînée C_D et de portance C_L pour une particule sphérocyindrique en fonction de l'angle d'incidence et pour différents nombres de Reynolds particuliers. Les résultats des calculs sont reportés sur la figure 3 et sont comparés aux corrélations de la littérature données dans le tableau 1. Concernant le coefficient de traînée C_D , les résultats présentés sont qualitativement en bon accord avec ceux de la littérature. Les courbes augmentent lorsque l'angle d'incidence augmente pour atteindre un point d'inflexion à 45° qui est une caractéristique des particules isométriques. Notons que ce point n'est pas représenté avec la corrélation de Hölzer et Sommerfeld [4]. Une tangente nulle est bien présente à 90° ; elle est due à la symétrie des courbes par rapport à l'axe $\alpha=90^\circ$. Qualitativement, pour des Reynolds supérieurs à 240, les résultats de nos simulations présentent un bon accord avec les résultats de DNS de Zastawny *et al* [6] et ceux de Rosendahl [5]. La corrélation de Hölzer et Sommerfeld [4] semble surestimer les valeurs de C_D . Pour des Reynolds inférieurs à 240, on constate une grande disparité des résultats. La différence entre nos calculs et ceux de la littérature peut atteindre 30% pour un nombre de Reynolds $Re_p=0,1$ en comparaison avec les valeurs de Zastawny *et al* [6]. Notons que pour un Reynolds $Re_p=0,1$, Zastawny *et al* [6] obtiennent un fort écart entre leurs résultats de DNS et ceux théoriques de Brenner [3] pour des sphéroïdes. Cette disparité des résultats a été aussi relatée par Chhabra *et al* [11]. Le tableau 3 représente le rapport entre C_{Dmax} et C_{Dmin} (coefficient de traînée à $\alpha=90^\circ$ et 0° respectivement). On peut nettement observer que nos résultats sont très proches de ceux de Zastawny *et al* [6] comparés à ceux de Hölzer et Sommerfeld [4]. En effet, cette dernière corrélation tend à sous-estimer l'effet de l'orientation de la particule.

Re_p	Hölzer & Sommerfeld [4]	Zastawny <i>et al</i> [6]	ANSYS-FLUENT
0,1	1,28	1,38	1,35
10	1,50	1,74	1,79
50	2,11	2,54	2,47
240	3,29	4,05	3,81
300	3,49	4,27	4,12

Tableau 3: Rapport du C_{Dmax}/C_{Dmin}

Le coefficient de portance C_L en fonction du nombre Reynolds particulière est présenté à gauche dans la figure 3. Le coefficient de portance augmente (pour atteindre un maximum lorsque l'angle d'incidence est de 50°) et ensuite décroît. Zastawny *et al* [6] obtiennent la même tendance avec un maximum situé au point $\alpha=50^\circ$. Qualitativement, l'évolution de C_L est en accord avec les constatations de Hoener [8] qui montre que le coefficient de portance ne dépend pas uniquement du coefficient de traînée. Cependant, nos calculs et ceux de Zastawny *et al* [6] présentent des écarts importants avec ceux de Hoener [8]. En effet, le maximum de la portance qui est situé pour Hoener [8] à 60° n'est pas obtenu par nos résultats et ceux de Zastawny *et al* [6]. De plus, le coefficient C_L étant lié au coefficient de traînée [8], les mêmes observations que pour le coefficient de traînée peuvent être faites lorsque l'on compare nos résultats avec ceux de Zastawny *et al* [6]. En effet, pour des grands nombres de Reynolds, nos simulations sont en bon accord avec ceux de Zastawny *et al* [6] et les surestime pour des faibles Reynolds. Sur le plan quantitatif, les écarts, sont très faibles au-delà de $Re_p=240$.

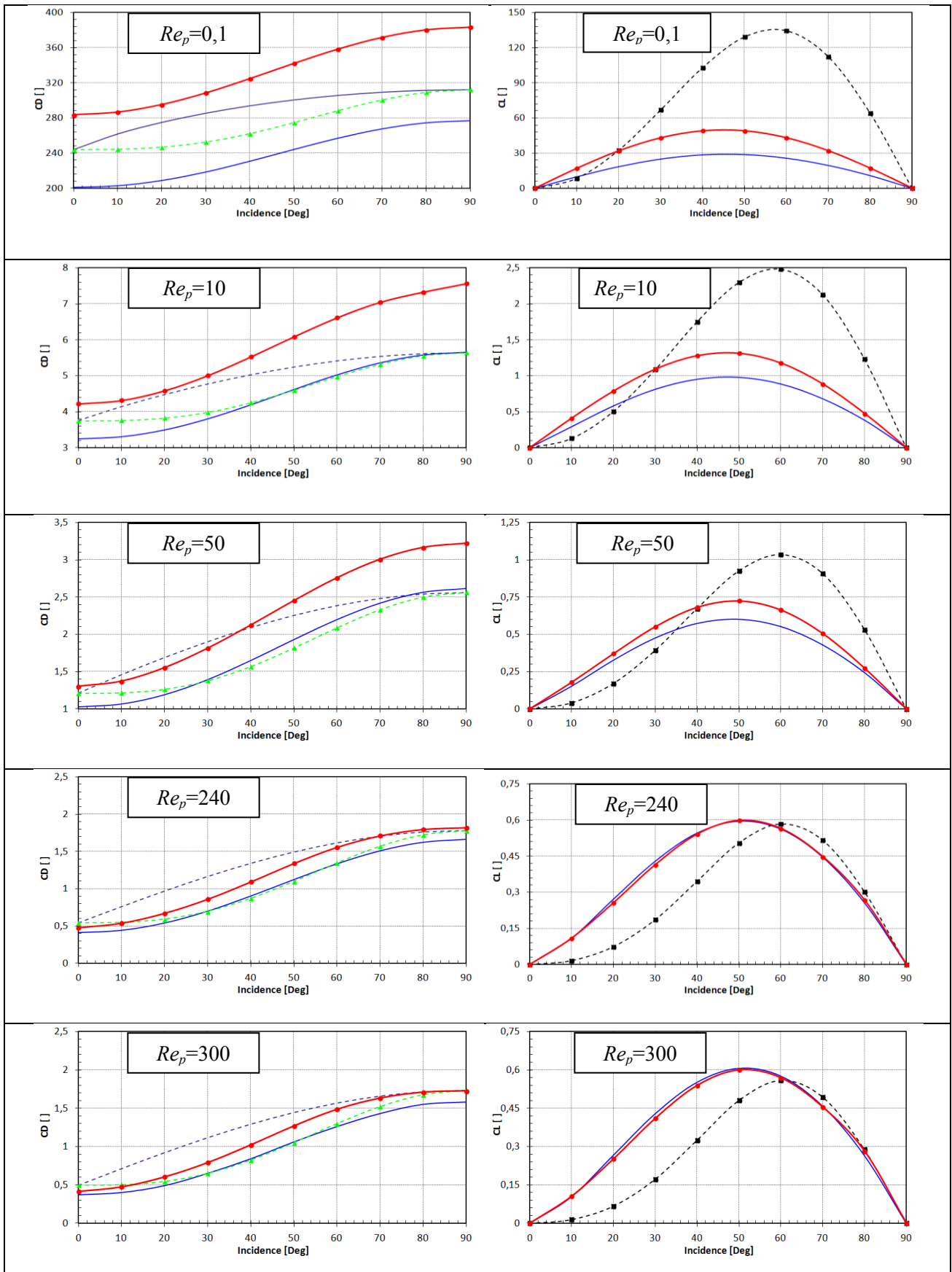


FIG. 3– Comparaison entre les résultats de simulation et les corrélations existantes. A gauche les coefficients de traînée et à droite les coefficients de portance en fonction de l'angle d'incidence α .

-- Holzer and Sommerfeld — Zastawny et al — ANSYS FLUENT - - - Rosendahl et al - ■ - HOENER

5 Conclusion

L'objectif du travail est de passer en revue les corrélations des forces hydrodynamiques agissant sur des particules non-sphériques afin de d'intégrer les plus pertinentes dans notre code DNS/DPS, servant à faire des suivis Lagrangien d'inclusions solides dans un écoulement turbulent. Des simulations pour déterminer les coefficients de traînée et de portance pour des particules sphérocyindriques ont été effectuées. Celles-ci nous ont permis de constituer une base de données pour ce type de particules qui ne sont pas étudiées dans la littérature. L'allure des courbes tend à bien représenter l'évolution des coefficients de traînée et de portance. En effet, on a vu à travers le ratio C_{Dmax}/C_{Dmin} que l'influence de l'orientation de la particule est bien prise en compte. La comparaison de nos calculs avec les différentes corrélations du C_D montre un écart significatif à un faible nombre de Reynolds et faible pour des nombres de Reynolds élevés particulièrement lorsqu'on les compare avec les calculs de Zastawny *et al* [6]. On observe, dans une moindre mesure, un comportement semblable pour les courbes du C_L . Le manque d'éléments de comparaison pour ce type de particule nous empêche de statuer sur la corrélation à choisir. C'est pour cette raison, qu'actuellement, nous procédons à l'étude du jeu de forces hydrodynamiques pour d'autres types de particules.

Remerciement

Cette étude est financée par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme de recherche PLAYER.

References

- [1] Marchioli C., Soldati A., Kuerten J.G.M., Arcen B., Taniere A., Goldensohn G., Squires K.D., Cargnelutti M.C and Portela L.M. Statistics of particle dispersion in Direct Numerical Simulations of wall-bounded turbulence: results of an international collaborative benchmark test. *Int. J. Multiphase Flow*, 34, 879–893, 2008.
- [2] Arcen B, Taniere A and Zaichik L. Assessment of a statistical model for the transport of discrete particles in a turbulent channel flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 34, 4, 419-426, 2008.
- [3] Brenner H., The stokes resistance of an arbitrary particle, *Chemical Engineering Science*, 18, 1-25, 1963.
- [4] Holzer A and Sommerfeld M. New simple correlation formula for the drag coefficient of non-spherical particles. *Powder Technology*, 184, 361–365, 2008.
- [5] Rosendahl, L. Using a multi-parameter particle shape description to predict the motion of non-spherical particle shapes in swirling flow. *Applied Mathematical Modelling*, 24, 11–25, 2000.
- [6] Zastawny M., Mallouppas G., Zhao F., and van Wachem B. Derivation of drag and lift force and torque coefficients for non-spherical particles in flows. *Int. Journal of Multiphase flows*, 101, 288–295, 2012.
- [7] Lázaro B.J and Lasheras J.C. Particle Dispersion in a Turbulent, Plane, Free Shear Layer. *Physics of Fluids A*, 1, 6, 1035-1044, 1989.
- [8] Hoerner S.F. Fluid Dynamic Drag. *Hoerner Fluid Dynamics*, 1965.
- [9] Wadell H. The coefficient of resistance as a function of Reynolds number for solids of various shapes. *Journal of the Franklin Institute*, 217, 459–490, 1934.
- [10] Patankar S. V., Spalding D. B. *Mathematical Models of Fluid Flow and Heat Transfer in Furnaces: A Review*, Paper 2, 4th Symposium on Flames and Industry, 1972.
- [11] Chhabra, R., Agarwal, L., Sinha, N. Drag on non-spherical particles: an evaluation of available methods. *Powder Technology*, 101, 288–295, 1999.