

## Sillage d'une sphère dans un écoulement turbulent

Zouhir AMOURA, Frédéric RISSO, Véronique ROIG & Anne-Marie BILLET

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (UMR CNRS/INP-UPS 5502)  
Allée du Professeur Camille Soula  
31400 Toulouse

### Résumé :

*Ce travail est une étude expérimentale du sillage d'une sphère dans une turbulence intense dont les échelles sont proches du diamètre de la sphère, pour des nombres de Reynolds particuliers allant de 100 à 1000. Les mesures du champ de vitesse par anémométrie laser conduisent à distinguer deux régions de l'écoulement. A moins de 6 rayons l'écoulement est semblable à celui d'une sphère dans un écoulement laminaire. Au-delà, la structure du sillage présente les propriétés suivantes : décroissance du déficit de vitesse moyenne en  $z^{-2}$ , existence d'une région centrale près de l'axe où la turbulence bien qu'uniforme reste fortement anisotrope, niveau de fluctuation imposé par la turbulence externe. Ceci conduit au résultat remarquable que le déficit de vitesse moyenne normalisé par la fluctuation de vitesse de la turbulence incidente est indépendant du nombre de Reynolds.*

### Abstract :

*This work is an experimental investigation of the wake of a sphere in an intense turbulence, the length scales of which are close to the sphere diameter, for particulate Reynolds numbers from 100 to 1000. LDA measurements of the velocity fields show the existence of two distinct regions of the flow. At a distance less than 6 radii from the sphere the flow is similar to that which develops behind a sphere in a laminar flow. Farther from the sphere, the wake structure has the following features: decay of the velocity defect as  $z^{-2}$ , uniform but anisotropic turbulence near the axis, agitation level controlled by external turbulence. Finally we find the remarkable result that the mean velocity defect normalized by the external velocity fluctuation is independent of the Reynolds number.*

### Mots-clefs :

**Sillage, Sphère, Turbulence**

## 1 Introduction

Le sillage d'une sphère placée dans un écoulement uniforme stationnaire est un problème classique bien documenté de la mécanique des fluides qui ne dépend que du nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la sphère et sur la vitesse incidente. En pratique il est cependant rare que l'écoulement incident sur un obstacle soit laminaire à grand nombre de Reynolds. Dans le cas d'un écoulement incident turbulent, la dynamique du sillage va dépendre de l'intensité de la turbulence et de ses échelles de longueur caractéristiques. Cette situation a pourtant été peu étudiée, en particulier pour de grandes intensités turbulentes. Ce travail est une étude expérimentale du sillage d'une sphère dans une turbulence intense dont les échelles sont proches du diamètre de la sphère.

## 2 Présentation des expériences

Nous étudions le sillage d'une sphère solide fixe de diamètre  $d = 2\text{cm}$  placée dans un canal parcouru par un écoulement d'eau descendant. Ce canal vertical, de section carrée de côté  $L = 0,22\text{m}$ , et de hauteur  $1,72\text{m}$ , est alimenté par un réservoir à niveau constant suivi d'un convergent de fort rapport de sections qui homogénéise le profil des vitesses en entrée (figure 1). En pied d'installation, une pompe assure la circulation de l'eau et permet d'imposer des vitesses débitantes  $U_\infty$  comprises entre  $5.10^{-3}\text{m/s}$  et  $0,1\text{m/s}$ . Le nombre de Reynolds de

l'écoulement dans le canal  $Re_c = \frac{U_\infty L}{\nu}$  est ainsi compris entre 1000 et 22000, et l'écoulement

est donc de nature transitionnelle ou turbulente. Lorsqu'on fait varier la vitesse, on change simultanément les nombres de Reynolds du canal  $Re_c$  et celui du mouvement relatif de la

sphère  $Re_s = \frac{U_\infty d}{\nu}$ . La sphère est placée sur l'axe du canal à  $90\text{cm}$  de l'entrée. Dans ce travail,

nous présentons des mesures de vitesse réalisées dans le sillage pour  $Re_s = 100, 660$  et  $1080$ .

Dans un écoulement incident uniforme et laminaire, on observe différents régimes. A  $Re_s = 100$ , le sillage est axisymétrique, laminaire et stationnaire ; à  $Re_s = 660$  et  $1000$ , le sillage comporte des fluctuations de vitesse.

Les mesures ont été effectuées par Anémométrie Doppler à l'aide d'un laser Argon Spectra Physics 2016 bicomposante de longueurs d'ondes  $488\text{nm}$  (bleu) et  $514,5\text{nm}$  (vert) et de deux analyseurs de signaux Burst Spectrum Analysis 57N10 de Dantec. Les volumes de mesure sont de dimension  $0,08\text{mm} \times 0,08\text{mm} \times 0,66\text{mm}$ . Ce système nous donne accès aux vitesses longitudinales  $u(t)$  et transversales  $v(t)$ .

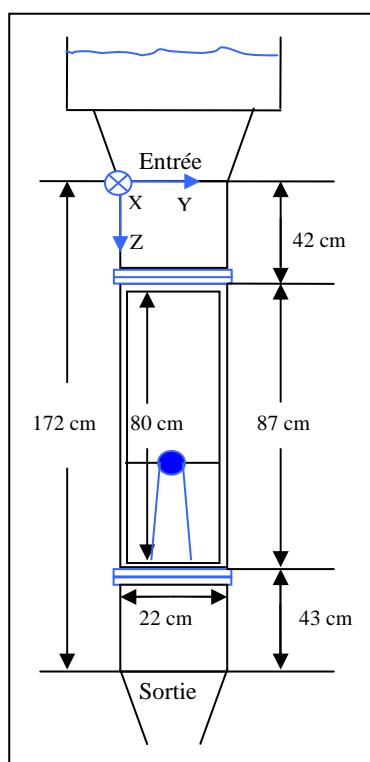


Figure 1 : Schéma du canal de mesure.

Des mesures préliminaires ont été réalisées en l'absence de la sphère, afin d'analyser les propriétés de l'écoulement dans le canal. Dans le voisinage de l'axe, sur une largeur transversale supérieure à 15cm, l'écoulement est uniforme et la turbulence isotrope. La vitesse moyenne et la turbulence sont uniformes dans la région où est étudié le sillage de la sphère. Le tableau 1 présente la moyenne et les écarts-types ( $u'_\infty, v'_\infty$ ) de la vitesse loin de la sphère ainsi que l'échelle intégrale de la turbulence incidente pour les différents essais. Les grandeurs importantes pour le développement du sillage sont le nombre de Reynolds, l'intensité relative de la turbulence  $u'_\infty/U_\infty$  et le rapport entre l'échelle intégrale  $\Lambda$  et le diamètre de la sphère.

On trouve dans la littérature trois travaux ayant abordé ce problème. Wu & Faeth (1994-a, 1994-b) ont effectué des mesures pour une large gamme de nombres de Reynolds ( $100 \leq Re_s \leq 1500$ ), une turbulence à grande échelle ( $10 \leq \Lambda/d \leq 60$ ) et des intensités turbulentes plutôt faibles ( $0,01 < u'_\infty/U_\infty < 0,07$ ). Legendre *et al.* (2006) ont calculé le sillage par LES pour  $Re_s = 200$ ,  $u'_\infty/U_\infty = 0,04$  et  $\Lambda/d = 8$ ; leurs résultats sont en accord avec ceux de Wu & Faeth. Bagchi & Balachandar (2004) ont calculé le sillage par DNS pour une gamme comparable de nombres de Reynolds ( $60 \leq Re_s \leq 600$ ) mais des intensités turbulentes plus importantes ( $0,1 < u'_\infty/U_\infty < 0,25$ ) et des échelles turbulentes encore plus grandes ( $50 < \Lambda/d < 300$ ). Dans ce travail nous avons choisi d'explorer les grandes intensités turbulentes pour une échelle intégrale proche de la taille de la sphère (tableau 1).

$U_\infty (m/s)$	$Re_c$	$Re_s$	$u'_\infty, v'_\infty (m/s)$	$u'_\infty/U_\infty$	$\Lambda/d \approx 0,2L/d$
0,005	1100	100	0,0013	0,26	$\sim 2$
0,033	7260	660	0,0048	0,14	$\sim 2$
0,054	11880	1080	0,0068	0,12	$\sim 2$

Tableau 1 : Caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement en canal vide

### 3 Résultats et discussion

La figure 2 présente l'évolution axiale (référence :  $z=0$  au centre de la sphère) de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  normée par la vitesse moyenne incidente  $U_\infty$ . Devant la sphère ( $z < 0$ ),  $U/U_\infty$  passe de 1 à 0 en 10 rayons. Dans le sillage proche ( $2z/d \leq 2,5$ ), on observe une vitesse négative qui traduit la présence d'une recirculation. Près de la sphère,  $U/U_\infty$  évolue entre  $Re=100$  et  $Re=600$  pour devenir indépendant du nombre de Reynolds au-delà. Les profils transversaux présentés sur la figure 3 confirment ce résultat pour  $z/d=1$ . Sur la figure 2 nous avons mesuré l'étendue axiale de la zone de recirculation par l'écart entre les deux points où la vitesse axiale s'annule:  $0,6d$  à  $Re=100$  et  $0,75d$  à  $Re=660$  ou  $1080$ . La zone de recirculation est plus petite que celle observée pour une sphère en écoulement laminaire aux mêmes nombres de Reynolds (Clift, Grace et Weber, 1978). Une diminution de la zone de recirculation en présence de turbulence incidente a aussi été observée par Bagchi & Balachandar (2004); elle est cependant plus prononcée ici.

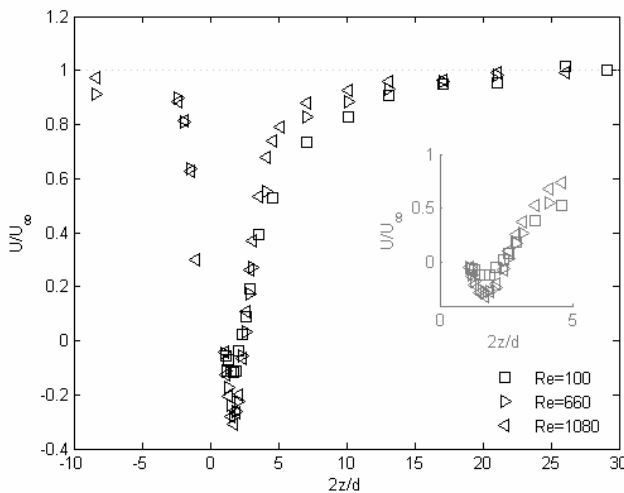


Figure 2 : Evolution de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe

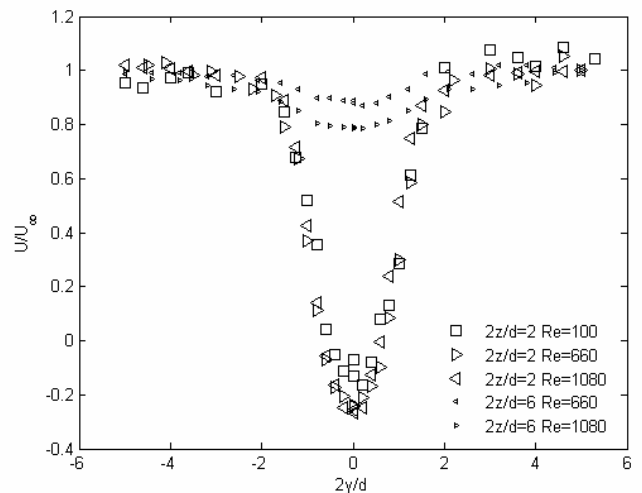


Figure 3 : Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales

Pour juger de l'évolution du sillage au-delà de la zone proche il est pertinent d'introduire le déficit de vitesse sur l'axe dans le sillage défini par  $|U_\infty - U|$ . La figure 4 présente ce déficit sous la forme classique, c'est-à-dire adimensionné par la vitesse moyenne incidente. Entre 3 et 30 rayons, on observe une décroissance en  $z^{-2}$ . Les études précédentes ont toutes trouvé une décroissance en  $z^{-1}$  pour  $2z/d < 30$ . Cependant, Wu & Faeth (1994-a, 1994-b) et Legendre *et al.* (2006) ont montré qu'à partir de l'endroit où l'écart-type de la turbulence externe devient plus grand que le déficit de vitesse, la décroissance devient plus rapide et suit une loi en  $z^{-2}$ . Contrairement à ces deux travaux, la turbulence incidente apparaît ici suffisamment forte pour dominer et imposer la loi en  $z^{-2}$  dès  $2z/d = 3$ . La différence entre nos résultats et ceux de Bagchi & Balachandar (2004) ne peut pas s'expliquer par la simple comparaison des niveaux d'intensité turbulente, car ces niveaux sont semblables. La différence majeure est que l'échelle intégrale de la turbulence incidente est du même ordre de grandeur que le diamètre de la sphère dans notre étude, alors qu'elle est pratiquement de deux ordres de grandeur supérieurs pour Bagchi & Balachandar.

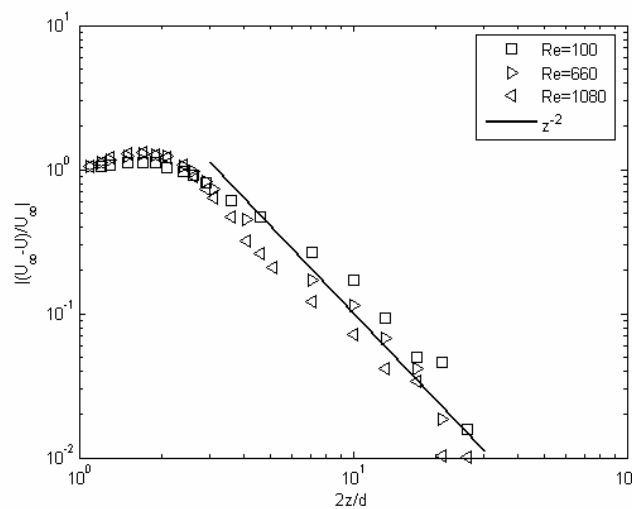


Figure 4 : Evolution du déficit de vitesse moyenne sur l'axe, normalisé par  $U_\infty$ .

La dynamique des fluctuations de vitesse derrière la sphère est bien plus complexe en présence d'une turbulence incidente car elle implique trois mécanismes distincts : (i) la turbulence produite par le sillage de la sphère, qui est la seule qui existe en écoulement incident laminaire, (ii) la turbulence incidente qui doit contourner l'obstacle pour pénétrer dans le sillage et (iii) l'interaction entre les deux. Dans le cas qui nous concerne les échelles énergétiques de la turbulence incidente sont probablement fortement distordues lors de leur passage près de l'obstacle car elles sont de même taille que celui-ci. On ne doit donc pas s'attendre à ce que la signature de la turbulence incidente dans le sillage (ii) conserve les caractéristiques de la turbulence en amont de l'obstacle, même en l'absence d'interactions (iii) avec la turbulence engendrée par le sillage lui-même (i).

Sur la figure 5 nous avons tracé les évolutions axiales de  $u'/U_\infty$  et  $v'/U_\infty$ . La figure 6 présente les profils transversaux de  $u'/u'_\infty$  et  $v'/u'_\infty$  en  $2z/d=2$  et  $2z/d=6$ . Ces résultats conduisent à distinguer deux régions. Près de l'obstacle ( $2z/d < 5$ ), les fluctuations de vitesse sont semblables à celles que l'on observerait dans un écoulement incident laminaire car la turbulence amont ne pénètre pas dans la zone de recirculation. Les résultats sont donc fortement contrastés entre  $Re=100$  et  $Re=660$ , et identiques à  $Re=660$  et  $Re=1080$ . Quelles que soient les perturbations présentes dans l'écoulement externe, il existe toujours une zone près de l'obstacle qui leur est insensible.

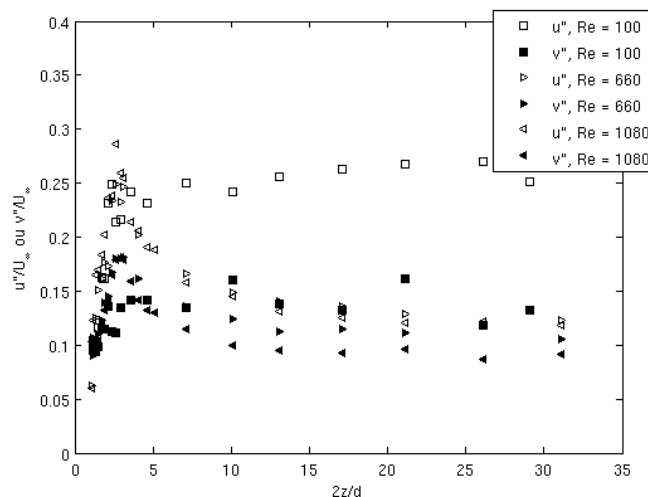


Figure 5 : Evolution des écarts-types des vitesses sur l'axe

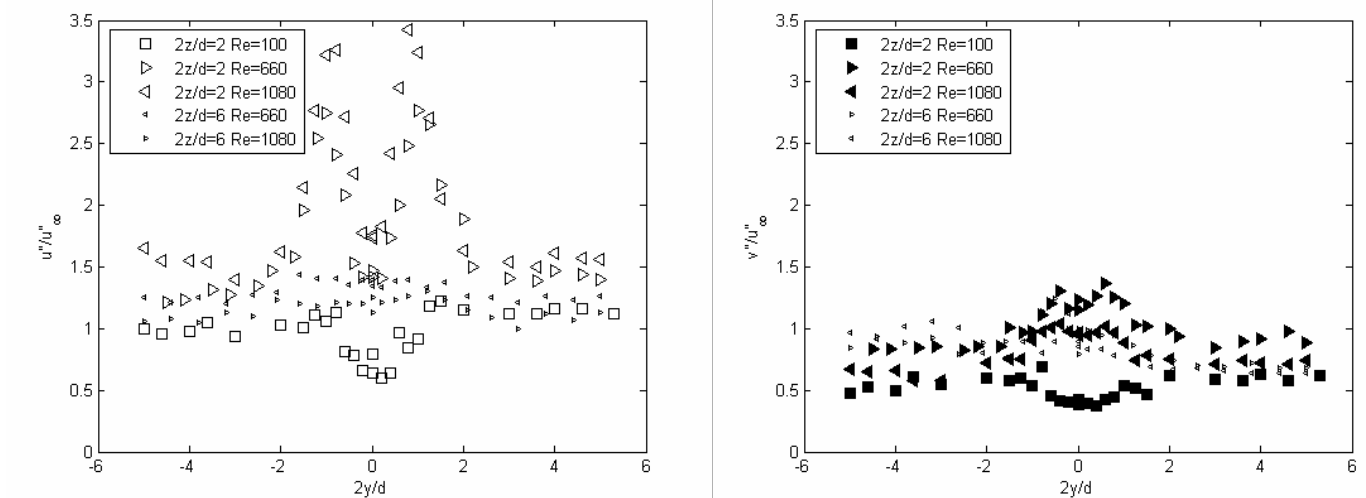


Figure 6 : Profils transversaux des écarts-types des vitesses.

Brutalement, les profils transversaux mesurés entre  $2y/d = \pm 5$  (figure 6,  $2z/d = 6$ ) comme les profils longitudinaux (figure 5,  $2z/d > 10$ ) deviennent uniformes. Les caractéristiques des fluctuations ne sont pourtant pas celles de la turbulence externe. Si les fluctuations longitudinales ont rejoint le niveau des fluctuations externes ( $u'/u'_\infty \approx 1$ ), on conserve un fort niveau d'anisotropie puisque les fluctuations transversales restent significativement inférieures aux fluctuations externes à  $2z/d = 30$  :  $v'/u'_\infty = 0,5$  pour  $Re = 100$  et  $0,75$  pour  $Re = 660$  et  $1080$ . Après  $2z/d = 6$ , il est clair que les fluctuations derrière l'obstacle ne sont pas produites par le cisaillement moyen dans le sillage. Nous pensons qu'elles résultent de la turbulence incidente distordue lors de son passage près de l'obstacle.

En résumé, quelque soit le nombre de Reynolds entre 100 et 1080, la structure du sillage après  $2z/d = 6$  exhibe les trois propriétés suivantes : décroissance du déficit de vitesse moyenne en  $z^{-2}$ , existence d'une région centrale près de l'axe où la turbulence, bien qu'uniforme, reste fortement anisotrope, niveau de fluctuation imposé par la turbulence externe  $u'_\infty$ . La figure 7 présente le déficit de vitesse moyenne normalisé par  $u'_\infty$ . Il est remarquable de voir que ceci permet de regrouper tous les essais indépendamment du nombre de Reynolds. Ceci confirme que dans cette configuration particulière d'une sphère placée dans un écoulement fortement turbulent avec des échelles comparables à celle de la sphère, le sillage est dominé par la turbulence externe.

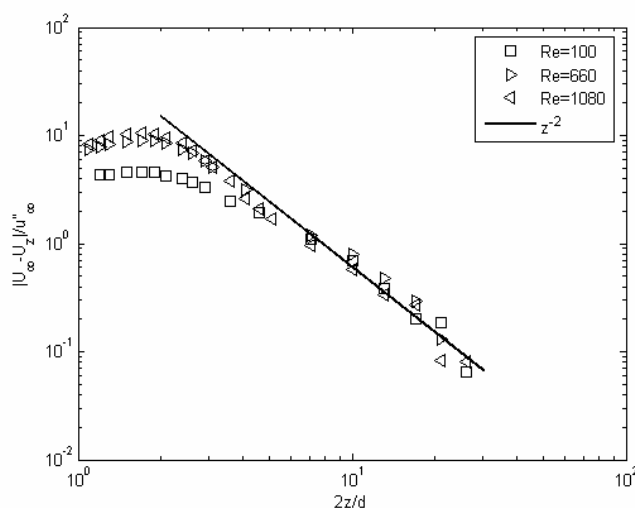


Figure 7 : Evolution du déficit de vitesse moyenne sur l'axe normalisé par  $u'_\infty$ .

*Remerciements* : ce travail a bénéficié de la fédération de recherche FERMaT.

*Références* :

- Bagchi, P., Balachandar S., 2004, Response of the wake of an isolated particle to an isotropic turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, vol. 518, pp. 95-123.
- Clift, R., Grace, J.R., Weber, M.E., 1978, *Bubbles, drops and particles*, Academic Press.
- Legendre D., Merle A., Magnaudet J., 2006, Wake of a spherical bubble or a solid sphere set fixed in a turbulent environment, *Phys. Fluids*, vol. 18.
- Wu J.S., Faeth G.M., 1994-a, Sphere wakes at moderate Reynolds numbers in a turbulent environment, *AIAA Journal*, vol. 32, n°3, pp. 535-541.
- Wu J.S., Faeth G.M., 1994-b, Effect of ambient turbulence intensity on sphere wakes at intermediate Reynolds numbers, *AIAA Journal, Technical notes*, vol. 33, n°1, pp. 171-173.