

Etude expérimentale d'un écoulement confiné en aval d'un cylindre carré centré entre deux murs parallèles

Mohamed Sahbi DHOUAIEB^{1*}, Fethi ALOUI², Sassi Ben NASRALLAH¹

¹Laboratoire LESTE, Université de Monastir, Ecole Nationale d'Ingénieur de Monastir, Monastir, 5019, Tunisie

²Laboratoire GEPEA-CNRS-UMR 6144, Université de Nantes, Faculté des Sciences et des Techniques, Nantes, 44322, France

* (auteur correspondant : dhouaieb.sahbi@yahoo.fr)

Résumé - Il s'agit d'une étude expérimentale menée dans une conduite horizontale rectangulaire de largeur $L_c=30d_c$, d' hauteur $H=3d_c$ et de longueur $L=300d_c$, au milieu de laquelle est placée un cylindre à base carré d' hauteur $d_c=0.01m$. Le taux de confinement est $r=d_c/H=1/3$. Le paramètre de gap $\gamma=1$. L'écoulement en amont de l'obstacle est laminaire. Des mesures PIV ont été effectuées en aval afin de caractériser expérimentalement les structures tourbillonnaires et les différents régimes d'écoulement. La décomposition orthogonale en modes propres (POD) de l'écoulement a été utilisée à des fins de filtrage et d'extraire la contribution énergétique des différents modes et de prévoir la présence des instabilités dans l'écoulement à travers les modes POD. D'autres mesures PIV complémentaires ont été menées par le dessus du canal en aval du cylindre afin de mettre en évidence une éventuelle tridimensionnalité précoce de l'écoulement. Les mesures effectuées au-dessus du cylindre montrent la présence d'une instabilité 3-D semblable aux modes "A" et "B" observées dans le cas d'un milieu infini.

Nomenclature

L	longueur canal, m	r	taux de blocage
H	hauteur canal, m	<i>Symboles grecs</i>	
L_a	largeur canal, m	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
d_c	hauteur obstacle, m	μ	viscosité dynamique
x, y et z	coordonnée cartésienne	γ	paramètre de gap
U	vitesse, m/s	Γ_2	critères d'identification des structures
Re	nombre de Reynolds	<i>Indices</i>	
St	nombre de Strouhal	moy	moyenne
f_s	fréquence de détachement, Hz	$crit$	critique

1. Introduction

L'étude des sillages autour des obstacles est d'un intérêt très important dans la pratique. En effet la connaissance des structures turbulentes générées derrière ces obstacles et leurs différents régimes est d'une utilité primordiale dans la conception des ouvrages exposés aux écoulements de fluides. Le choix de l'étude d'un cylindre découle de sa géométrie simple permettant d'avoir des facilités expérimentales et numériques. Breuer [1] et Saha [2] se sont intéressés à l'étude du sillage généré derrière un barreau carré.

L'écoulement autour d'un cylindre met en évidence l'apparition des lâchés tourbillonnaires de von Karman à partir d'un $Re_{crit}=54$, cette valeur a été retrouvée par Klekar [3] pour le cas d'un cylindre carré placé dans un milieu infini, une autre valeur un peu plus élevée a été retrouvée par Okajima [4] $Re_{crit}=70$ pour le cas d'un cylindre confiné. Les travaux expérimentaux de Luo [5] sur l'obstacle carré en milieu infini, employant comme méthode de

mesure un colorant fluorescent et la visualisation laser, ont permis de déterminer le nombre de Reynolds critique de transition à 160 pour le mode A et à 200 pour le mode B.

Dans le cadre de ce travail, on va s'intéresser aux structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage du cylindre. Mon présent travail est composé essentiellement de trois parties. Dans la première on présentera le dispositif expérimental et la technique de mesure. La deuxième partie, les techniques de détections des structures tourbillonnaires Γ_2 et POD et la troisième partie, résultats et discussions. On étudiera les différents régimes de l'écoulement et on déterminera le Reynolds critique de transitions du régime de recirculation vers le régime périodique et le Reynolds de transition de l'instabilité tridimensionnelle Mode A et Mode B.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est un canal hydraulique constitué principalement d'une veine d'essai démontable en plexiglas transparent. La longueur de la veine est $L=3\text{m}$, sa largeur est $La=0.3\text{m}$ et sa hauteur est $H=0.03\text{m}$. Dans la veine d'essais, le cylindre carré de dimension $(0.01*0.01\text{m}^2)$ a été placé horizontalement à une distance de 1.6m par rapport à l'entrer de celle-ci. Il a été également positionné au milieu de la section rectangulaire du canal à une distance $\Delta=0.01\text{m}$ par rapport à chacun des deux plans inférieur et supérieur. Cela permet d'avoir un taux de confinement $r=1/3$ et un paramètre de gap $\gamma=1$. A la sortie du canal, un débitmètre ($0.6\text{ m}^3/\text{h}$) est monté pour mesurer une gamme de Reynolds comprise entre $40 \leq Re = \rho d_c U_{moy} / \mu \leq 240$, avec U_{moy} est la vitesse moyenne dans une section du canal à l'amont de l'obstacle (Figure 1). La technique de mesure qui a été utilisée est la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Les mesures ont été effectuées pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 40 à 240.

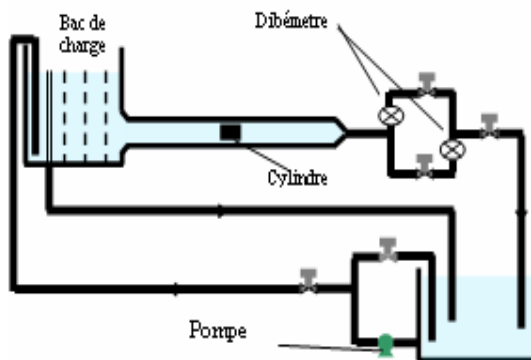


Figure 1 : Montage du canal hydraulique

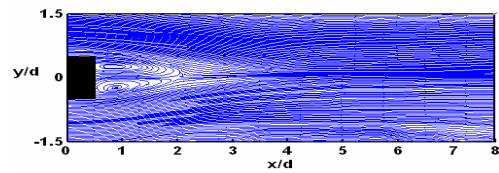


Figure 2 : Lignes de courant pour $Re = 50$

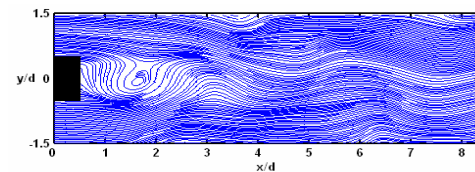


Figure 3 : Lignes de courant pour $Re = 140$

3. Critères d'identification des structures

3.1. Critère Γ_2

Ce critère est développé par Graftieux [6]. Cette technique est capable de déterminer la limite du tourbillon en considérant uniquement la topologie de champ de vitesse et non plus sa valeur. La fonction Γ_2 est définie par:

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U_M} - \vec{u}) \cdot \vec{Z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U_M} - \vec{u}\|} dS \quad (1)$$

Où : $\vec{u} = \frac{1}{S} \int U dS$, est la vitesse locale de convection, S : l'aire qui entoure le point P, M : Un point de l'étendu S, Z : Vecteur normal au plan de mesure.

3.2. Principe de la décomposition orthogonale en modes propres (POD)

La POD est une technique prometteuse grâce à ses différents avantages. En effet, elle est optimale en terme conservation de l'énergie, et nécessite seulement la disposition des échantillons d'écoulement. Elle permet de comprimer avec un taux assez élevé les informations, car un nombre réduit de modes suffit pour bien d'écrire et reconstruire tout l'écoulement. Ces différents modes issus de la décomposition, peuvent avoir un sens physique surtout s'il y a présence de structures cohérentes dans l'écoulement.

Soient $\vec{U}(x, y, t_1), \vec{U}(x, y, t_2), \dots, \vec{U}(x, y, t_N)$ les champs de vitesse acquissent pendant une période $[t_1, t_2, \dots, t_N]$. La décomposition POD de l'écoulement consiste à rechercher à partir des champs de vitesse instantanés calculés $\vec{U}(x, y, t)$, une série de vecteurs $\vec{\phi}^{(1)}(x, y), \vec{\phi}^{(2)}(x, y), \dots, \vec{\phi}^{(N)}(x, y)$ qui représentent les modes et vérifiant la relation :

$$\vec{U}(x, y, t) = \vec{U}_m(x, y) + \sum_{i=1}^N a^{(i)}(t) \vec{\phi}^{(i)}(x, y) \quad (2)$$

Où \vec{U}_m est le champ de vitesse moyenné sur la période de mesure, et $a^{(i)}(t)$ est un coefficient temporel relatif au mode $\vec{\phi}^{(i)}(x, y)$.

Les modes $\vec{\phi}^{(i)}(x, y)$ ainsi obtenus ne présentent pas les structures tourbillonnaires de l'écoulement, mais ils sont représentatifs des différentes échelles spatiales de ces structures. Quand aux évolutions temporelles des coefficients $a^{(i)}(t_k)$, elles nous informent des éventuelles fréquences des structures contenues dans l'écoulement.

Pour filtrer convenablement les différents champs de vitesse, on se limite à l'ordre M. D'après Sirovich, la POD est une bonne technique si l'ordre de modes M vérifie $\left(\sum_{i=1}^M \lambda_i / \sum_{i=1}^N \lambda_i \right) \geq 90\%$. Dans le cas d'écoulement à structures tourbillonnaires cohérentes, on montre que pour un faible nombre de modes, on peut obtenir plus de 99,9% de l'énergie totale à partir des champs de vitesse calculés. Cela veut dire que $\left(\sum_{i=1}^M \lambda_i / \sum_{i=1}^N \lambda_i \right) \geq 99,9\%$ où N est le nombre de Snapshots calculé. Ainsi, la

décomposition POD des champs calculés permet de donner $\vec{U}_{filtré}(x, y, t)$ sous la forme :

$$\vec{U}_{filtré}(x, y, t) = \vec{U}_m(x, y) + \sum_{i=1}^M a^{(i)}(t) \vec{\phi}^{(i)}(x, y) \quad (3)$$

4. Résultats et discussions

4.1. Régime de recirculation ($Re < Re_c$)

Le régime de recirculation est obtenu pour un nombre de Reynolds inférieur à $Re_{crit}=75$. Pour cette gamme de nombre de Reynolds, les lignes de courants (Figure 2) montrent la présence de deux tourbillons fixes contrarotatifs qui restent symétrique dans le sillage derrière le barreau. La longueur de la zone de recirculation augmente en fonction du nombre de Reynolds pour $Re < Re_{crit}$

4.2. Régime périodique

A partir du nombre de Reynolds supérieur au nombre de Reynolds critique, le sillage devient dissymétrique et commence à osciller. Cette dissymétrie est due à l'augmentation de l'amplitude des fluctuations de vitesse dans le sillage. Des instabilités se développent dans la zone de recirculation et s'amplifient avec l'augmentation du nombre de Reynolds. On assiste alors à l'apparition de paire de tourbillons alternés de signes opposés qui se détache derrière le cylindre. La représentation des lignes de courant dans la figure 3 ne met pas en évidence la présence des tourbillons de Von Karman, par contre le champ de vorticité fait apparaître deux familles de tourbillons bien distinctes. En augmentant le nombre de Reynolds, les instabilités croissent et conduisent à une augmentation du coefficient d'aspiration. L'oscillation dans le sillage est purement périodique dans ce régime.

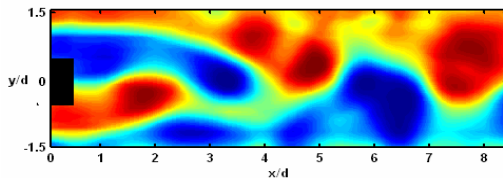


Figure 4 : Critère Γ_2 appliqué à un champ de vitesse instantané filtré par POD, $Re=140$.

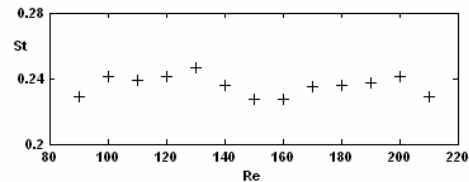


Figure 5 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction de Reynolds.

L'utilisation de la vorticité comme critère d'identification des structures n'est pas adaptée en présence de cisaillement, pour cela on va avoir recours au critère d'identification de structure Γ_2 . La figure 4 met en évidence la présence de deux familles de tourbillons. Une première famille (P_1, P_2) qui se compose essentiellement de deux tourbillons contrarotatifs comparables à ceux de von Karman et qui se détache alternativement derrière le cylindre. Le confinement conduit à une modification importante de la trajectoire de ces tourbillons et à la modification du sillage. En effet, un tourbillon P_1 (resp, P_2) qui se détache du coté supérieur (resp, inférieur) modifie les propriétés de l'espace au voisinage du mur supérieur (resp, inférieur). Ce dernier s'oppose en créant une vorticité de signe opposé, caractérisée par un tourbillon de signe opposé que P_1 (resp, P_2) noté P_1' (resp, P_2') qui est éjecté en forçant P_1 (resp, P_2)   travers le canal suivant l'axe des y pour se trouver en contact avec la paroi inférieure (resp, supérieure) du canal. Il s'avère à l'issu de ces études, qu'un tourbillon   plutôt tendance à rouler et non pas glisser sur une paroi. C'est pour cela que lorsque le tourbillon P_1 est éjecté de la paroi supérieure ne subit pas le même sort que quand il se retrouve en contact avec la paroi inférieure. Il est à noter que la répartition des tourbillons est différente du cas non confiné. En effet, après changement de position, le tourbillon P_1 ne se trouve pas directement sur la paroi basse du canal mais il rencontre d'abord un tourbillon P_2' et on assiste alors à un phénomène de coalescence entre ces tourbillons au voisinage de $x=4d_c$.

Parmi les paramètres caractéristique de ce type d'écoulement, le nombre de Strouhal qu'est une écriture adimensionnelle de la fréquence de détachement des tourbillons, et qu'est défini par $St = f_s d_c / U_{moy}$, avec f_s est la fréquence de détachement des tourbillons primaires de Von Karman et U_{moy} est la vitesse moyenne de l'écoulement. Le Strouhal croit en fonction de Reynolds et atteint un max au voisinage de $Re=130$, ensuite il décroît jusqu'à $Re=150$, avant de croître de nouveau (*Figure 5*).

4.3. Effet tridimensionnel de l'écoulement

Le critère Γ_2 est appliqué sur les champs de vitesse filtrés par POD, prisent au dessus du cylindre. Pour $Re=100$, le détachement des tourbillons est parallèle au barreau (*Figure 6a*). À partir de $Re=150$, on assiste à l'apparition de basses fréquences dans l'écoulement. Ces effets s'accroissent considérablement avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Les tourbillons subissent un phénomène d'étirement qui produit des instabilités tridimensionnelles caractérisées par des longueurs d'ondes dans la direction z de l'ordre de $4d_c$ (*Figure 6b*). En augmentant le nombre de Reynolds, ces tourbillons du mode A commencent à s'allonger pour prendre un état intermédiaire entre le mode A et le mode B de détachement. On remarque que les détachements des tourbillons primaires ne sont plus parallèles, mais en chevrons symétriques par rapport à l'axe x (*Figure 6c*). Le nombre de Reynolds pour le mode A est aux environs de 150 et 180. La représentation du nombre de Strouhal en fonction de Reynolds (*Figure 5*) montre une évolution décroissante au voisinage de $Re=150$, ça confirme bien le début de l'instabilité tridimensionnelle dite Mode A.

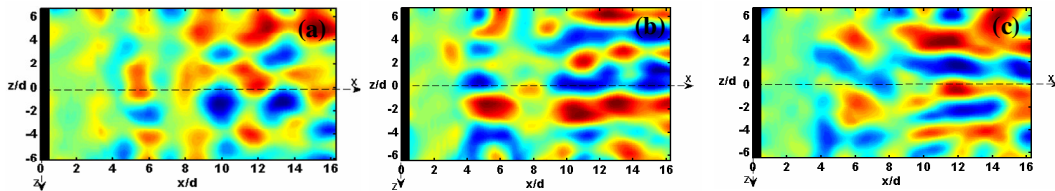


Figure 6 : Critère Γ_2 appliqué à un champ de vitesse PIV filtré par POD au dessus du cylindre
a) $Re=100$, b) $Re=150$, c) $Re=180$.

Les modes POD évoluent par paire (*Figure 7*). Chaque pair de modes est présenté par deux modes conjugués. Même pour les coefficients des modes ils sont conjugués aussi deux à deux, ils évoluent d'une façon périodique en fonction du temps. Jusqu'à $Re=140$, les six premiers modes sont conjugués deux à deux. Pour $150 \leq Re < 180$ une singularité qui apparaisse au niveau du 5^{ème} mode, même pour la coefficient du mode 5 elle n'est plus périodique. Cela confirme bien la présence d'une instabilité qui se développe dont le Re critique de transition de l'instabilité Mode A est comprise entre 150 et 180. Les travaux expérimentaux de Luo [5] ont permis de déterminer le nombre de Reynolds critique de transition à 160 pour le mode A.

Pour des Reynolds supérieurs à 180, les tourbillons commencent à se détacher d'une façon oblique par rapport au cylindre. C'est la transition vers l'instabilité tridimensionnelle dite Mode B. l'évolution de Strouhal en fonction de Reynolds est croissante pour $Re \geq 180$.

Par contre pour les modes POD une nouvelle singularité qui apparaisse au niveau du troisième modes pour $Re=180$ (les modes 4 et 5 sont conjugués). Pour $Re > 180$ seulement les deux premiers modes sont conjugués, le reste des modes présentent des singularités même au niveau de leurs coefficients. $Re=180$ peut être considéré comme une zone de transition entre le mode A et le mode B. le Reynolds de transition vers le mode B est compris entre 190 et 200. Suivant l'étude de Luo [5], le Reynolds de transition vers le mode B est au voisinage de 200 pour le cas d'un cylindre placé dans un milieu infini.

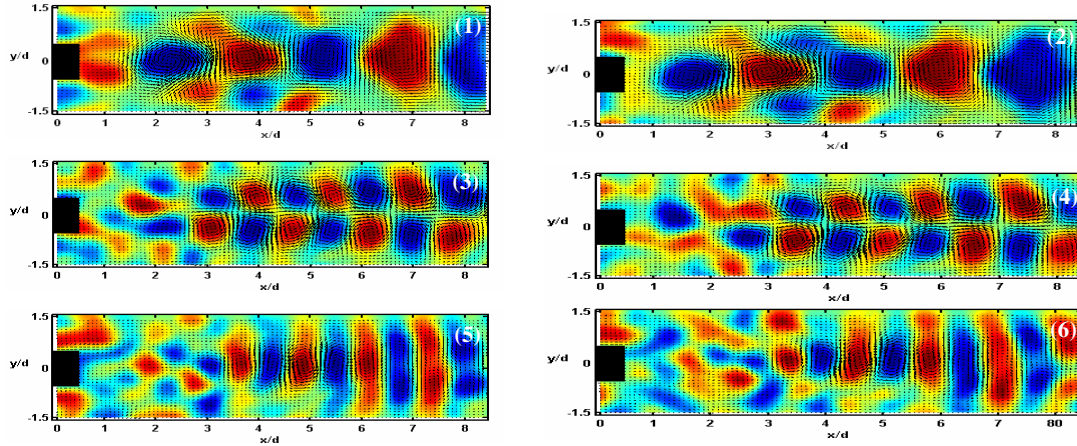


Figure 7 : Critère Γ_2 appliqué sur Les six premiers modes POD pour $Re=140$

5. Conclusion

Suite aux mesures PIV, nous avons obtenues un $Re_{crit}=75$ qui permet l'apparition des tourbillons de von Karman dans le cas d'un écoulement derrière un cylindre carré dans un milieu confiné ($r=1/3$). Pour des $Re \geq 150$ les instabilités tridimensionnelles deviennent très importantes. Les visualisations PIV au dessus du canal et en aval du cylindre montrent bien la présence du « Mode A » dans l'écoulement jusqu'à un nombre spécifique, celui-ci constitue la valeur limite de toute étude bidimensionnelle de l'écoulement. Expérimentalement, le nombre de Re du mode A apparaît aux environs de 150 et 180, ces résultats sont confirmés aussi par l'analyse des modes POD. Par contre pour le mode B le Reynolds de transition est comprise entre 190 et 200. L'application du critère d'identification de structures Γ_2 sur les champs PIV filtrés par POD et l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et en plus de l'analyse POD, permettent de bien déterminer les nombres de Reynolds de transition du régime de recirculation au régime périodique et du régime périodique au régime tridimensionnelle.

Références

- [1] M. Breuer, J. Bernsdorf, T. Zeiser, and F. Durst. "Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: lattice-Boltzmann and finite-volume", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 21, pp. 186-196. (2000).
- [2] A. K. Saha, G. Biswas, and K. Muralidhar. "Three-dimensional study of flow past a square cylinder at low Reynolds numbers", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 24, pp. 54-66. (2003)
- [3] K. M. Klebar, and S. V. Patankar, "numerical prediction of vortex shedding behind a square cylinder", Int. J. Num. Meth. Fluids, Vol. 14, pp. 327-335. (1992).
- [4] A. Okajima, Y. Donglai, S. Atsushi, and N. Tomohito, "Numerical study of blockage effects on aerodynamic characteristics of an oscillating rectangular cylinder", J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 67&68, pp. 91-102. (1997).
- [5] S. C. Luo, Y. T. Chew, and Y. T. Ng. "Characteristics of square cylinder wake transition flows", Phys. Fluids, Vol. 8, pp. 2549-2559. (2003).
- [6] L. Graftieaux, M. Michard, N. Grosjean, Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Measurements and Science Technology, 1422 - 1429.(2001).