HAL open science

Décomposition en phase du sillage derrière un cylindre

Majd Armaly, Franck Lefebvre, Carole Gobin, Luminita Danaila, Emilien Varea, Corine Lacour, Bertrand Lecordier

To cite this version:

Majd Armaly, Franck Lefebvre, Carole Gobin, Luminita Danaila, Emilien Varea, et al.. Décomposition en phase du sillage derrière un cylindre. 17e Congrès Francophone de Techniques Laser, Sep 2022, Louvain, Belgique. hal-03859460

HAL Id: hal-03859460

https://hal.science/hal-03859460v1

Submitted on 18 Nov 2022

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.

DECOMPOSITION EN PHASE DU SILLAGE DERRIERE UN CYLINDRE

Majd Armaly [a, *], Franck Lefebvre [a], Carole Gobin [a], Luminita Danaila [b], Emilien Varea [a], Corine Lacour [a], Bertrand Lecordier [a]

(a) CORIA UMR 6614, Université de Rouen, 76800, Saint Étienne du Rouvray, France
(b) M2C UMR 6143, Université de Rouen, 76130, Mont Saint Aignan, France

*Correspondant : majd.armaly@coria.fr

Résumé : Le principal objectif dans cette étude est de décomposer l'écoulement du sillage derrière un cylindre en différentes phases. Cette étude expérimentale est réalisée dans la soufflerie du CORIA avec une section d'essai de 40 cm x 40 cm et de 2,5 m de long pour 3 différents nombres de Reynolds 2000, 4000 et 8000. La décomposition des phases de l'écoulement du sillage est faite en conditionnant l'acquisition PIV (2D-2C) sur la génération des structures cohérentes (grands tourbillons). La détection des tourbillons est réalisée par un capteur de pression dynamique (microphone) situé dans le sillage proche du cylindre. Ce capteur délivre un signal quasi-périodique qui permet à l'aide de dispositifs électroniques et de traitement du signal d'obtenir un signal de référence en phase avec l'éjection tourbillonnaire. Dans cette étude, les phases de l'écoulement sont décomposées sans recourir à des approches POD ou d'identification des tourbillons. Ce procédé d'acquisition est essentiel pour la suite de notre étude afin d'analyser finement l'impact du sillage du premier cylindre sur un second obstacle que nous placerons en aval. La nouveauté de l'étude est de fournir une analyse complète et détaillée de l'écoulement amont en se basant sur l'analyse de son intermittence et sa périodicité. La validation de la décomposition de phase se fait par le calcul de statistiques de turbulence (moyenne et RMS) et par la méthode de décomposition triple.

1 Introduction

L'écoulement tourbillonnaire est très largement rencontré dans la nature, comme par exemple, dans le sillage en aval d'un bâtiment, une aile d'avion ou une coque de bateau. Lorsqu'un écoulement fluide rencontre un obstacle, il est perturbé par ce dernier et conduit à un écoulement cisaillé [6]. Ce phénomène se produit entre des couches adjacentes de fluide se déplaçant parallèlement avec des vitesses différentes. Il en résulte fréquemment l'apparition dans le sillage, de chaines tourbillonnaires constituées de structures de grande taille très énergétiques [9-10]. Le sillage contient généralement une très large gamme d'échelle de structure allant des plus grandes en relation avec la dimension de l'objet jusqu'à l'échelle de Kolmogorov, mais peut également conduire à l'apparition d'une ou plusieurs familles de structure de grande taille présentant une forte cohérence spatio-temporelle. C'est typiquement le cas en aval d'un cylindre seul [1-8], ou dans le sillage de rotor (éolien) [11-12]. Les structures cohérentes en aval d'un cylindre ont les caractéristiques d'un mouvement sinusoïdal et sont identifiées sous le nom « *allée de Bénard-Von Kàrmàn* ». Lorsque plusieurs obstacles sont proches dans un écoulement, il en résulte des interactions aérodynamiques fortes entre les obstacles, en particulier à l'échelle des structures les plus énergétiques présentes dans l'écoulement. C'est ce qui est observé par exemple dans les parcs éoliens où ces interactions réduisent l'énergie de production mais également augmentent les contraintes mécaniques sur les pales. Ces phénomènes de fatigue suite aux interactions aérodynamiques sont actuellement très peu connu de par la complexité du couplage entre la physique des matériaux et la mécanique des fluides, mais également par la difficulté de traduire ces interactions dans les modèles de turbulence. C'est dans ce domaine que notre travail expérimental se positionne afin d'améliorer notre compréhension des interactions aérodynamiques induites par la présence d'obstacles successifs dans un écoulement. C'est un domaine important pour évaluer les fatigues des structures suite aux interactions aérodynamiques, mais également optimiser l'énergie de production dans les fermes d'éoliennes. Actuellement, ces interactions ne sont prises en compte que d'une façon globale dans les modèles de performance ou de fatigue mécanique. Ce moyennage temporel n'intègre donc pas dans l'évaluation des contraintes mécaniques, l'aspect instationnaire et pseudo-périodique des structures cohérentes les plus énergétiques et caractéristiques des écoulements derrière un obstacle.

La configuration modèle que nous avons retenue associe deux formes d'obstacles de référence (cylindre et pale - profil NACA015) pouvant se combiner suivant trois scénarios : cylindre/cylindre, cylindre/pale, pale/pale. L'intérêt dans ce travail est de pouvoir étudier l'écoulement en aval du second obstacle en fonction des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement produit par l'obstacle en amont. Dans ce papier, nous ne présenterons que la phase initiale de cette étude en ne nous intéressant qu'à la caractérisation fine de l'écoulement en aval d'un cylindre en fonction de la périodicité de génération des structures cohérentes

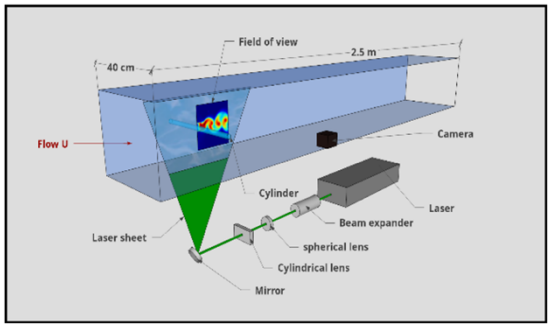

Figure 1 – Dispositif expérimental

dans l'allée de Bénard-Von Kàarman. Dans cette configuration simple, le nombre de Strouhal (S_t) relie la fréquence (f) des structures cohérentes au diamètre du cylindre (D) et à la vitesse de l'écoulement amont (U) par cette relation : $S_t = f\ D/U$. L'originalité de ce travail est de proposer une description statistique de l'éjection tourbillonnaire en aval d'un cylindre en analysant ses caractéristiques en fonction de la phase des structures cohérentes. Cette approche est essentielle pour la suite de notre étude pour offrir une analyse fine de l'impact du sillage du premier cylindre sur un second obstacle.

Dans ce travail nous utiliserons la PIV 2D2C pour mesurer le champ aérodynamique en aval d'un cylindre placé dans une soufflerie laminaire décrite dans la suite de l'article. A partir des champs de vitesse 2D, en général, la détermination de la phase des tourbillons dans l'allée de Bénard-Von Kàarman peut être obtenue par différentes méthodes d'analyse (POD, critère gamma, identification des tourbillons…). Ces approches néanmoins requièrent un nombre très important d'enregistrement afin d'assurer la convergence des statistiques à chacune des phases. Dans cette étude, nous proposons un enregistrement des données PIV directement en phase avec la génération des structures cohérentes en utilisant un microphone placé judicieusement dans l'écoulement. Après une présentation du dispositif expérimental et des méthodes de mesure dans la Section 2, nous décrirons cette approche de synchronisation dans la Section 3 de ce papier.

La Section 4 présentera la méthode d'analyse basée sur la méthode de décomposition triple. L'ensemble des résultats statistiques en phase (Moyenne et RMS de la vitesse, Structures cohérentes) sera synthétisé dans la Section 5.

2 Dispositif expérimental et d'acquisition

Cette étude expérimentale est réalisée au CORIA dans une soufflerie laminaire en boucle fermée de 26 m de long. La zone d'essai où sont réalisées les mesures, a une section de 40 cm x 40 cm et de 2,5 m de long. L'écoulement dans cette zone est laminaire avec un taux de turbulence résiduelle très faible inférieur à 1% sur une gamme de vitesse allant jusqu'à 16.6 m/s. Trois des quatre faces de la zone d'essai sont munies de larges hublots offrant un accès à l'intégralité de la section par diagnostics optiques (LDV, PIV, PDA…).

Pour réaliser cette étude, un cylindre de 1 cm de diamètre et de 40 cm de long a été fixé à l'entrée de la zone d'essai afin de générer les structures cohérentes (Figure 1).

Des mesures PIV 2D-2C ont été effectuées en aval du cylindre à l'aide d'un système d'acquisition de marque DANTEC. Les couples d'image PIV sont enregistrées par une caméra JAI de 2k.2k pixels en 12 bits. Le champ de mesure de 10,4 × 10,4 cm² est éclairé à l'aide d'une nappe laser de 0,5 mm d'épaisseur générée à partir d'un laser Nd:YAG (532 nm@10Hz) traversant une lentille sphérique (f=1000 mm) et lentille cylindrique (f=-100 mm). Afin d'effectuer des mesures de vitesse, l'air dans soufflerie est ensemencé à l'aide de fumée de spectacle dont la densité est contrôlée et maintenue constante au cours des essais. Après optimisation, le délai PIV entre les impulsions laser a été maintenu à 20µs. Le traitement des images PIV a été effectué à l'aide du code interne développé au CORIA. La taille de la fenêtre d'interrogation est de 32 × 32 pixels (1,6 × 1,6 mm²) avec un chevauchement de 50%. La méthode de calcul utilise un algorithme itératif avec décalage de maille « sub-pixel ». Le champ de vecteur résultant a une dimension de 127 × 127 vecteurs.

Deux séries d'acquisition de données dans les mêmes conditions aérodynamiques ont été réalisées pour 3 différents nombres de Reynolds Re (Table **1**) ($Re = UD/\nu$avec U : vitesse d'écoulement, D : diamètre du cylindre, ν : viscosité cinématique). Une première série de façon synchrone avec la génération de vortex (voir Section 3 pour la synchronisation) et une seconde série plus classique sans aucune synchronisation avec les structures cohérentes. Cette double acquisition permet de mettre en évidence l'intérêt d'une acquisition phasée sur les structures cohérentes pour l'analyse fine de l'écoulement derrière un obstacle.

3 Synchronization du microphone

Afin de synchroniser l'acquisition PIV avec la génération des structures cohérentes, il est nécessaire de pouvoir détecter la dynamique de la génération des tourbillons derrière le cylindre. La détection des

Re	St	Fréquence tourbillons (Hz)	Phases enregistrées	Nb. images
Données non synchronisées				
2000	0.2	60	x	10000
4000	0.2	120	x	10000
8000	0.2	240	x	10000
Données synchronisées				
2000	0.2	60	9 phases	10000
4000	0.2	120	9 phases	10000
8000	0.2	240	9 phases	10000

Table 1 - Conditions d'enregistrement des données

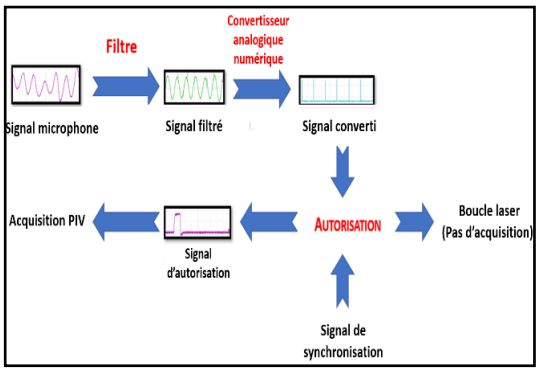

Figure 2 – Principe de la synchronisation

tourbillons a été effectuée en plaçant juste en aval du cylindre un microphone muni d'un long capillaire de faible diamètre ne perturbant que très peu l'écoulement (Type : 4182, et sensibilité : 3, 65 mv/Pa). Nous pouvons ainsi obtenir un enregistrement de la pression dynamique de l'écoulement. Le signal de pression obtenu à partir du microphone est quasi-périodique mais il est à noter qu'il reste très sensible à la position et à l'orientation du microphone par rapport au cylindre. Ce dernier doit être positionné proche du cylindre très légèrement après la zone de la circulation. Son orientation doit être perpendiculaire à la direction de l'écoulement pour favoriser l'enregistrement des fluctuations transversales [16].

Pour obtenir un calage en phase des enregistrements, le signal de pression est dans un premier temps filtré par un étage analogique. Les fréquences de coupure des filtrages passe-haut et passe-bas appliquées sont ajustées en fonction de la fréquence théorique des tourbillons. Le signal est ensuite échantillonné à 20 kHz par une carte d'acquisition afin de générer un signal TTL en phase avec le signal de pression filtré. C'est ce signal combiné avec le cycle laser qui est utilisé pour autoriser ou non l'acquisition. L'ensemble du processus de conditionnement du déclenchement du système PIV est présenté sur la Figure 2. L'autorisation du déclanchement de l'acquisition se fait dans une plage temporelle où la resynchronisation n'est pas critique pour le bon fonctionnement du laser. Lorsque cette fenêtre coïncide avec la synchronisation sur le signal de pression, l'acquisition est effectuée. Si ce n'est pas le cas, le laser continue sur son cycle interne sans déclanchement de la caméra. Cette approche permet de conserver la bonne tenue thermique du laser en assurant une fréquence de fonctionnement proche de l'optimale, mais également de se synchroniser de façon précise sur un signal de pression présentant des variations temporelles par rapport à un signal purement sinusoïdale. Afin de décrire l'intégralité de la période du phénomène, nous ajoutons un décalage temporel progressif sur le signal de synchronisation généré par le signal de pression.

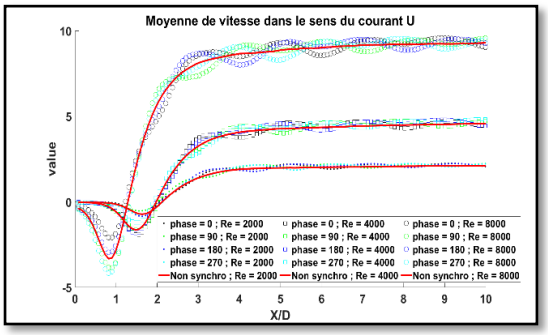

Figure 3 – Profil de vitesse longitudinale moyenne (U) suivant la direction x en aval du cylindre

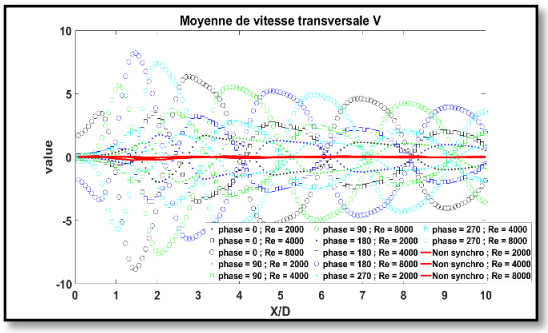

Figure 4 – Profil de vitesse transverse moyenne (V) suivant la direction x en aval du cylindre

Afin de valider notre procédé de synchronisation, nous avons tracé sur la Figure 3, la moyenne de la composante U de la vitesse en aval du cylindre et cela pour les trois valeurs du nombre de Reynolds. Dans le cas sans synchronisation (courbe rouge), nous retrouvons l'évolution classique de la vitesse longitudinale derrière un cylindre, c'est-à-dire une inversion de la vitesse dans la zone de recirculation (vitesse vers le cylindre), puis à nouveau une augmentation rapide pour retrouver après environ 10 diamètres une vitesse proche de celle de l'écoulement. En revanche, l'observation des profils enregistrés en phase (4 phases sont représentées), montre clairement dans les zones de vitesse positives, une oscillation se trouvant en opposition de phase pour un décalage de 180°. Il est à noter que ces oscillations sont d'autant plus importantes que la vitesse de l'écoulement est grande.

Pour les mesures moyennes de la vitesse transverse (Figure 4), l'impact de la synchronisation est encore plus prononcé. Sans aucune synchronisation, la vitesse transverse moyenne est parfaitement égale à zéro en aval du cylindre (parfaite symétrie des fluctuations transverses sur l'axe). En revanche, pour les différentes phases présentées et les trois nombres de Reynolds, l'oscillation est très clairement observée. Nous pouvons constater également une parfaite inversion des profils pour les enregistrements en inversion de phase (0^0 et 180^0 ou 90^0 et 270^0).

Ces premières comparaisons des vitesses moyennes transverses et longitudinales phasées et non phasées montrent bien la capacité de notre système à se synchroniser sur l'oscillation de l'allée de Bénard-Von Kàarman derrière le cylindre et cela pour les 3 nombres de Reynolds considérés. A partir de cette synchronisation originale, cela va nous permettre une analyse détaillée de l'écoulement en se basant sur l'analyse de son intermittence et sa périodicité. En particulier, nous pourrons visualiser et quantifier la distribution de l'énergie cinétique à chaque phase de l'évolution du mouvement cohérent et ainsi obtenir les distributions spectrales d'énergie cinétique et de pression [16-20]. Ce conditionnement de l'écoulement amont nous aidera également à évaluer l'aérodynamique sur un second obstacle en fonction de la phase des structures produites par un premier cylindre placé en amont. Ce type d'analyse est nouveau et nécessite plusieurs développements théoriques et expérimentaux afin d'être appliqué à des cas aussi complexes.

4 Decomposition triple

La triple décomposition est une décomposition mathématique des champs turbulents qui rend compte de la quasi-périodicité du mouvement cohérent. Le suivi du mouvement cohérent et de sa dynamique donne un aperçu significatif de la nature du flux en fonction de la phase. La triple décomposition d'un signal instantané est donnée par l'équation Eq. 1. Le premier terme représente la moyenne temporelle de l'ensemble des évènements (ex : champs instantanés). Les deuxième et troisième termes de l'équation (1) traduisent respectivement la part cohérente et aléatoire du mouvement.

$$f(x,t) = \overline{f(x,t)} + f_c(x,t) + f_r(x,t) \quad (1)$$

Cette équation correspond à la décomposition initialement proposée par Hussein et Reynolds [13-15] pour une onde organisée, en particulier utilisée comme référence de phase pour sélectionner des échantillons. Dans la pratique, le champ turbulent instantané $f(x,t)$ se décompose en trois composantes principales : moyenne temporelle $\overline{f(x,t)}$ (moyenne des données non synchronisées), les fluctuations aléatoires dans un champ instantané $f_r(x,t)$ et les structures cohérentes $f_c(x,t)$. Le mouvement cohérent $f_c(x,t)$ est obtenu par différence entre la moyenne de phase $< f(x,t) >$ (moyenne des données synchronisées) et la moyenne temporelle $\overline{f(x,t)}$, (Eq. 2).

$$f_c(x,t) = < f(x,t) > - \overline{f(x,t)} \quad (2)$$

Le mouvement aléatoire s'obtient par la différence entre le champ instantané de vitesse et la moyenne de phase, (Eq.3).

$$f_r(x,t) = f(x,t) - < f(x,t) > \quad (3)$$

5 Résultats des mesures PIV

5.1 Moyenne et RMS de la vitesse

La nature quasi périodique de l'écoulement induit par l'allée de Bénard-Von Kàarman derrière le cylindre permet de décomposer le mouvement tourbillonnaire en plusieurs phases. En effet, les tourbillons sont bien structurés, organisés spatialement avec une dynamique régulière. La qualité de la décomposition de phase doit d'abord être vérifiée sur des statistiques d'ordre inférieur, telles que la moyenne du champ de vitesse et les fluctuations de vitesse.

Sur la Figure 5(a) et Figure 5(d), nous présentons respectivement le champ de vitesse moyen et ses fluctuations pour les enregistrements non phasés (Re = 2000). Sur la moyenne, nous observons le sillage du cylindre avec l'inversion caractéristique de la vitesse longitudinale dans la zone de recirculation juste derrière le cylindre. C'est également dans cette zone que les fluctuations de vitesse sont maximales pour diminuer progressivement en aval de l'obstacle. Dans cette représentation non phasée, la structure de la partie cohérente du sillage disparaît totalement pour donner des champs moyens et fluctuants entièrement symétriques. Sur les Figure 5-(b)(e) et Figure 5-(c)(f), nous présentons cette fois dans les mêmes conditions aérodynamiques (Re = 2000), les champs moyens et fluctuants obtenus à partir des mesures phasées pour deux valeurs de phase $\phi = 0°$ et $\phi = 180°$. Dans ces deux exemples enregistrés en phase, nous retrouvons sur les champs moyens la structure classique de l'allée de Bénard-Von Kàarman derrière le cylindre. Cela met l'accent sur la capacité de notre système de synchronisation par microphone à phaser l'acquisition PIV à un moment précis du cycle d'émission des tourbillons. Entre les deux phases présentées ($\phi = 0°$ et $\phi = 180°$), nous constatons bien que les signaux de vitesse sont en opposition de phase. Cela est particulièrement notable dans les zones tourbillonnaires, mais également dans l'observation du battement de l'écoulement dans la zone de recirculation. Contrairement aux statistiques non phasées, dans ce cas nous conservons la topologie des structures cohérentes de l'écoulement. Notre constat sur la précision de la synchronisation est confirmé sur les champs fluctuants pour les deux phases. En effet, nous retrouvons la structure périodique derrière le cylindre avec des spots intenses de fluctuation aux centres des tourbillons. Cela indique une dispersion des centres tourbillonnaires autour de leur position moyenne traduisant le caractère quasi périodique et non purement sinusoïdal. Entre les zones tourbillonnaires, les fluctuations de vitesse sont en revanche très faibles. Une région de fortes fluctuations se trouve également à proximité de la zone de

recirculation où les phénomènes de cisaillement sont très importants.

Comme nous venons de le constater pour la condition aérodynamique Re = 2000, notre système de synchronisation est adapté à l'acquisition en phase de l'allée de Bénard-Von Kàarman. Ce procédé reste valide pour des vitesses plus grandes (Re = 4000 et Re = 8000) comme le montre les cartographies de la Figure 6. La comparaison des 3 vitesses montre que les tourbillons ont bien une topologie identique avec des champs de fluctuation semblables (même position et nombres de tourbillon identique). C'est dans leur intensité et leur fréquence de défilement qu'ils diffèrent en fonction de la gamme de vitesse considérée. Pour la vitesse la plus grande, nous constatons un étalement des zones de fluctuations qui s'explique par l'accroissement du nombre de plus petits tourbillons qui augmentent le transport par diffusion [6].

5.2 Structures cohérents

Pour une analyse quantitative des structures cohérentes, l'approche mathématique par Décomposition Orthogonale Propre (POD) a été largement appliquée à divers écoulements axisymétriques, notamment les jets, les couches de mélange et les sillages de corps axisymétriques [21]. La POD est une décomposition modale qui extrait les structures les plus énergétiques d'un champ turbulent. En appliquant la méthode POD aux données obtenues par PIV par exemple, il est possible d'extraire la topologie des plus grosses structures de l'écoulement qui contiennent la plus forte contribution énergétique. Néanmoins, ces structures ne correspondent pas nécessairement à des structures cohérentes, mais plutôt à des événements qui contribuent statistiquement le plus à l'énergie totale [22]. Par exemple, il est possible d'obtenir à la fois la fréquence dominante produite dans le sillage d'un cylindre et les structures contribuant le plus à la formation du sillage.

Dans notre étude, afin d'aller vers une description plus fine de l'écoulement de sillage, nous avons appliqué notre méthode d'enregistrement PIV phasée à l'apparition des structures cohérentes. Cette approche permet d'analyser en fonction de la phase, la dynamique des écoulements en dissociant dans l'écoulement les motifs cohérents de ceux ayant un caractère aléatoire. Pour cela, nous nous appuyons sur la méthode de décomposition triple présentée dans la section 4. Comme l'avaient proposé Hussein et Reynolds dans leur expérience [13-14], cela nous permet d'évaluer le rôle des structures cohérentes dans le sillage. A titre d'illustration, la Figure 8 montre la triple décomposition instantanée du sillage pour le cas à Re = 2000 (phase = 0°). Dans cet exemple, la fonction f (x, t) représente le champ instantané qui est égal à la somme des trois termes de l'équation Eq. 1. Dans cette décomposition nous retrouvons bien les trois termes, avec la vitesse moyenne de l'écoulement, la partie cohérente et aléatoire et dont la somme est égale à la vitesse instantanée. Nous observons que le mouvement cohérent (Figure 8 - fc (x, t)) est dominant près du cylindre, mais qu'il s'affaiblit progressivement en s'en éloignant. Ce mouvement cohérent rend l'écoulement complexe car il induit dans les zones de plus fort cisaillement proche des tourbillons, l'apparition de structures turbulentes aléatoire d'autant plus intenses que la vitesse augmente. Cela s'observe clairement sur la contribution aléatoire de la Figure 8 où les régions les plus intenses se situent aux frontières des structures cohérentes et s'intensifie aux cours de la convection avec l'écoulement. Dans notre cas, le mouvement cohérent favorise l'échange d'énergie entre les différentes échelles de l'écoulement. Cette décomposition entre les structures cohérentes et aléatoires de l'écoulement sera essentielle dans la suite de notre travail pour une analyse fine de la turbulence et de l'interaction entre deux obstacles.

Afin de mieux appréhender le comportement de la partie cohérente dans notre écoulement, nous présentons avec la Figure 7 son évolution pour 9 phases successives dans le cas de la plus grande vitesse étudiée (Re = 8000). Ce découpage montre le défilement des structures derrière le cylindre au cours d'une période. Pour deux champs présentant un écart de phase de 180°, nous retrouvons bien une opposition de phase au niveau des structures cohérentes. Pour les deux phases extrêmes (0° et 360°), les champs de vitesse sont identiques. Notons que ce déroulement temporel du mouvement des structures cohérentes à cette vitesse d'écoulement est également observé pour les deux autres cas de plus faible vitesse, mais sur des périodes plus longues. Cette représentation confirme la parfaite synchronisation de notre système PIV avec les structures cohérentes.

6 Conclusions

Les résultats présentés montrent la possibilité de réaliser une décomposition de l'écoulement sinusoïdal derrière un cylindre en différentes phases (moyenne de phase). Une nouvelle approche est proposée pour la description statistique du sillage produit par un cylindre. Cette technique est basée sur l'utilisation d'un microphone installé dans l'écoulement derrière le cylindre. Les acquisitions de PIV 2D2C sont ainsi directement synchronisées sur la génération de structures cohérentes. Cette technique nous permet d'évaluer expérimentalement les moyennes de phase, avec une haute résolution statistique et sans recourir à des traitements de type POD. La validation de la décomposition de phase est démontrée par le calcul de statistiques de turbulence (moyenne et RMS) et par la méthode de triple décomposition. Cette approche est essentielle pour la suite de notre étude afin d'analyser finement l'impact du sillage du premier cylindre sur

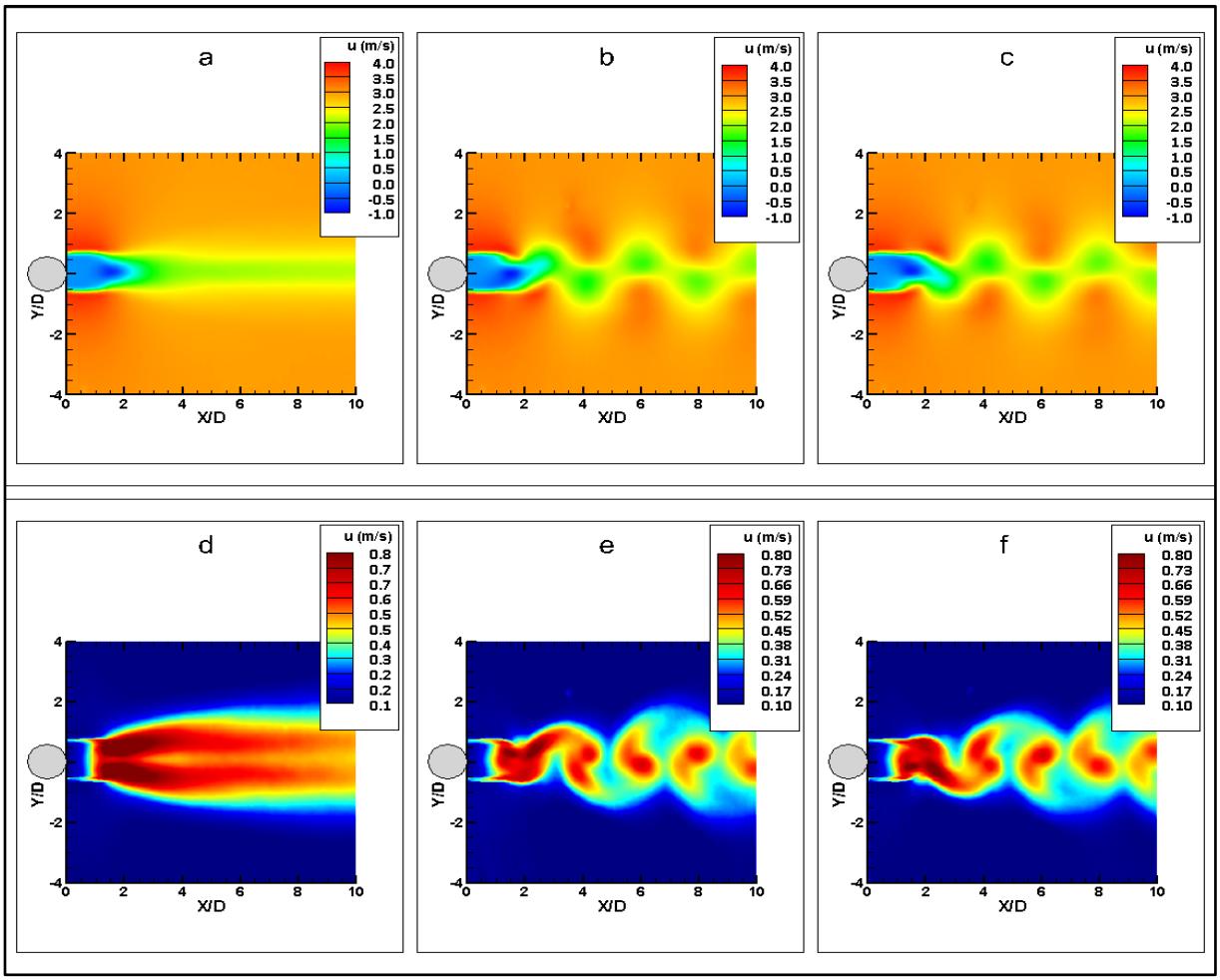

Figure 5 - Vitesse moyenne (haut) et RMS (bas) pour le cas Re = 2000

(a) et (d) cas non synchronisé, (b) et (e) cas synchronisé $\Phi = 0^0$, (c) and (f) cas synchronisé $\Phi = 180^0$

un second obstacle que nous placerons en aval. Cela permettra de visualiser la distribution de l'énergie cinétique à chaque phase de l'évolution du mouvement cohérent et ainsi obtenir les distributions spectrales d'énergie cinétique [16-20] et de pression. Ce conditionnement de l'écoulement amont peut aussi nous aider pour évaluer le comportement de la structure sur l'obstacle en aval en fonction de la phase.

7 Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet (DYNEOL) financé par Agence nationale de la Recherche (ANR) : Contrat n° ANR-17-CE06-0020

8 References

[1] M. S. Bloor and J.H. Gerrard, *Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake* (Journal of Fluid Mechanics, United Kingdom, 1966).

[2] A. Roshko, *On the development of turbulent wakes from vortex street*, (National Advisory committee for aeronautics, 1954).

[3] C. Williamson, *Vortex dynamics in the cylinder wake* (Journal of Fluid mechanics, 1996).

[4] Abernathy and Krounauer, *The formation of vortex streets*, (Journal of Fluid Mechanics, 1961).

[5] B. Cantwell and D. Coles, *An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder*, (Journal of Fluid Mechanics, United Kingdom, 1983).

[6] A.A. Townsend, *The structure of turbulent shear flow* (University of Cambridge, United Kingdom, ,1976).

[7] M.F. Unal and D. Rockwell, *On vortex formation from a cylinder. part 1. the initial instability* (Journal of Fluid Mechanics, Journal Fluid Mechanics, 1988).

[8] A.E.Perry and M.S.Chong. *The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies*. (Journal of Fluid Mechanics, United Kingdom, 1982).

[9] A.Prasad and C.H.K. Williamson. *The instability of the shear layer separating from a bluff body. (Journal of Fluid Mechanics., 333 :375–402, 1997).*

[10] *B. sumer and J. Fredsoe. Hydrodynamics around cylindrical structures. (United Kingdom, 2006).*

[11] L.O.Valery, *and* V.N. Igor., *A regular Strouhal number for large-scale instability in the far wake of a rotor* (Journal of Fluid Mechanics, United Kingdom, 2014)

[12] *D. Medici, and P.H. Alfredsson, Measurements on a Wind Turbine Wake: 3D Effects and Bluff Body Vortex Shedding (Wind energy., New-york, 2005)*

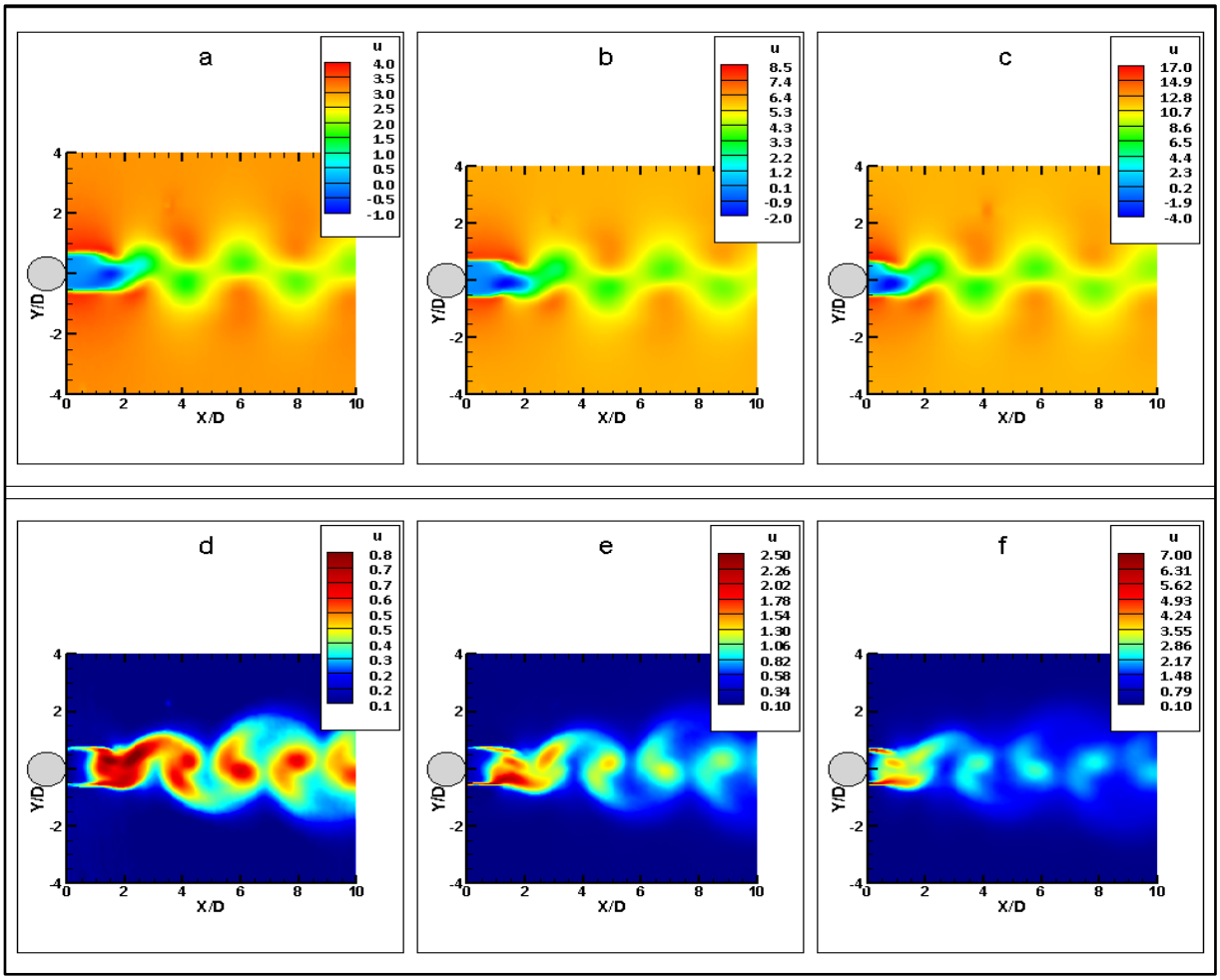

Figure 6 - Vitesse moyenne (haut) et RMS (bas) des cas synchronisés

(a) et (d) : Re = 2000, (b) et (e) = Re = 4000, (c) et (f) : Re = 8000

[13]] A.K.M.F. Hussain and W.C. Reynolds, The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow (Journal of Fluid Mechanics, United Kingdom, 1970)

[14] A.K.M.F. Hussain, Coherent structures—reality and myth (The physics of fluids, USA-Texas, 1983)

[15] A.K.M.F. Hussain, Coherent structures and turbulence (Journal of Fluid Mechanics, USA-Texas, 1986)

[16] F. Thiesset, Exploration analytique et expérimentale des interactions cohérence turbulence au sein d'un écoulement de sillage, Université de Rouen, 2011, HAL Id : tel-00880987 https ://tel.archivesouvertes.fr/tel-00880987

[17] F.Thiesset and L. Danaiala, Dynamical interactions between the coherent motion and small scales in a cylinder wake, (Journal Fluid Mechanics, France, 2014).

[18] F. Thiesset, R. A. Antonia, and L. Danaila, Scale-by-scale turbulent energy budget in the intermediate wake of two-dimensional generators. (Physics of Fluids, France, 2013). doi: 10.1063/1.4829763

[19] L. Danaila, F. Anselmet and T. Zhou Turbulent Energy Scale-Budget Equations for nearly Homogeneous Sheared Turbulence. (Flow, Turbulence and combustion, France 2004)

[20] H. Djeridi and M. Braza, Near-Wake Turbulence Properties around a circular cylinder at high Reynolds number, (Flow, Turbulence and combustion, France, 2003)

[21] R. Vitkovicova *Identification of structures and mechanisms in a flow field by POD analysis for input data obtained from visualization and PIV. (Experiments in Fluid, Czech Republique ,2020)*

[22] Kostas J, Soria J, Chong MS *A comparison between snapshot POD analysis of PIV velocity and vorticity data.* (Experiments in Fluids,2005) *38:146–160. https://doi.org/10.1007/s00348-004-0873-4*

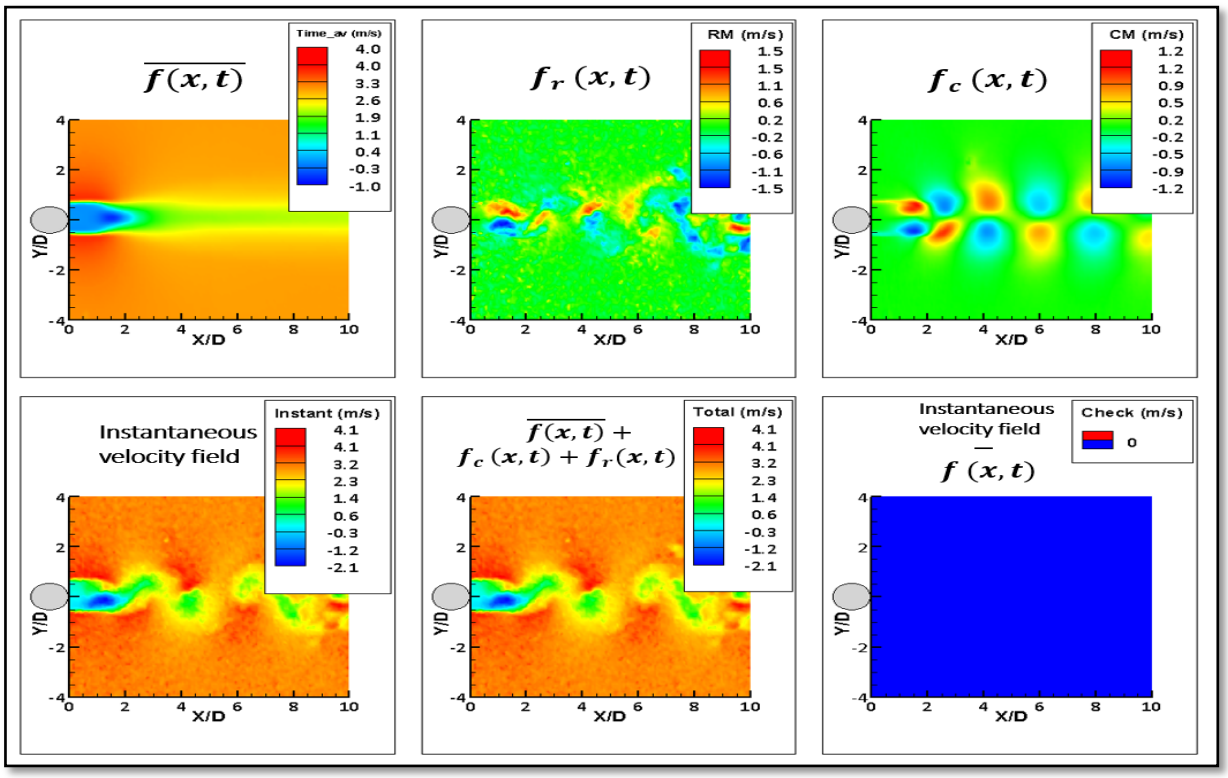

Figure 8 – Résultat de la décomposition triple à Re =2000 et $\Phi = 0^o$

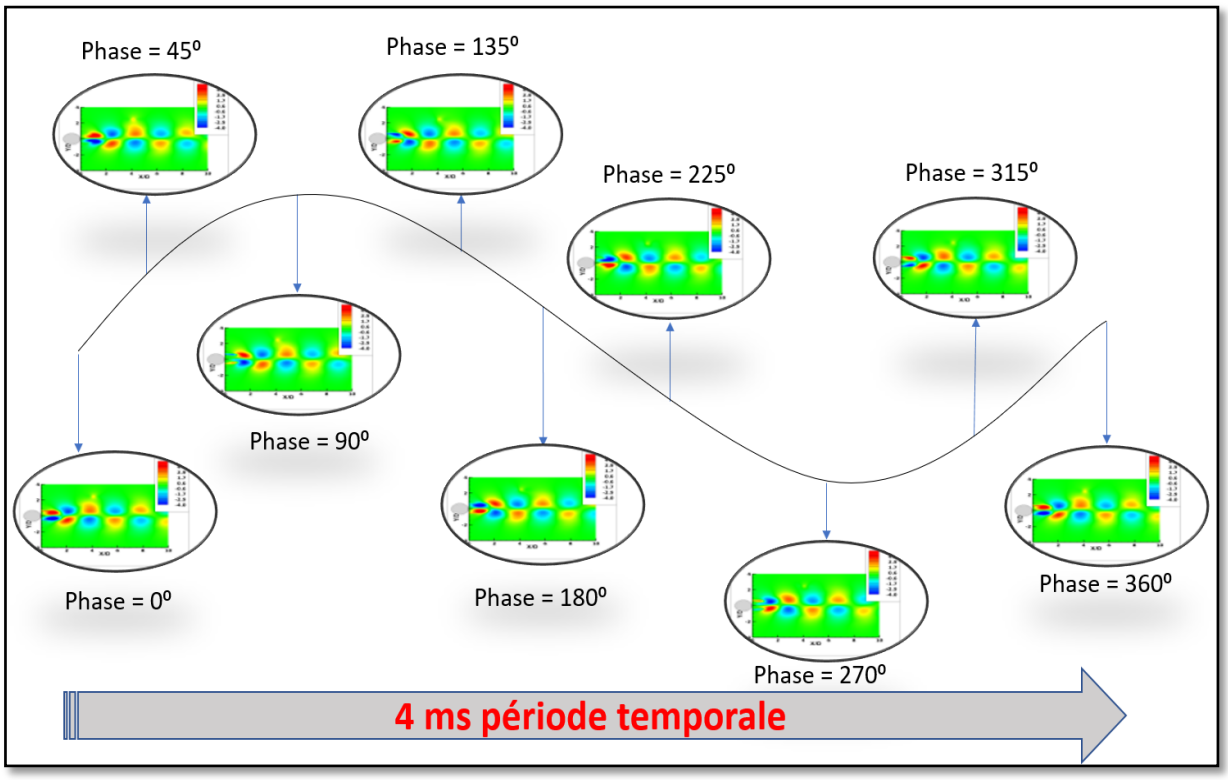

Figure 7 - Évolutions des structures cohérents (mouvement sinusoïdale) à Re = 8000