



**HAL**  
open science

# Couplage de la vélocimétrie par images de particules en deux temps avec la décomposition en modes propres pour la caractérisation d'un écoulement

Thomas Favelier

► **To cite this version:**

Thomas Favelier. Couplage de la vélocimétrie par images de particules en deux temps avec la décomposition en modes propres pour la caractérisation d'un écoulement. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2006. Français. NNT: . tel-00080473

**HAL Id: tel-00080473**

**<https://theses.hal.science/tel-00080473>**

Submitted on 17 Jun 2006

**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.

THESE DE DOCTORAT

présentée devant

l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1  
ECOLE DOCTORALE : MECANIQUE - ENERGETIQUE - GENIE CIVIL -  
ACOUSTIQUE

pour obtenir le titre de DOCTEUR  
(arrêté du 25 avril 2002)

Spécialité : MECANIQUE DES FLUIDES

par

M Thomas FAVELIER

---

*Couplage de la vélocimétrie par images de particules en  
deux temps avec la décomposition en modes propres pour la  
caractérisation d'un écoulement*

---

Soutenue publiquement le 28 Février 2006

Jury : MM.

BORÉE J.,	Professeur, ENSMA Poitiers (Rapporteur)
LUSSEYRAN F.,	Chargé de recherche, LIMSI, Paris VI et Paris XI (Rapporteur)
GENCE J.-N.,	Professeur, Université Claude Bernard Lyon I (Di- recteur)
KOURTA A.,	Chargé de recherche, IMFT, Toulouse
MICHARD M.,	Professeur associé, INSA, Lyon (Directeur)
STANISLAS M.,	Professeur, Ecole Centrale de Lille



## UNIVERSITE CLAUDE BERNARD – LYON I

### Président de l'Université

Vice-Président du Conseil Scientifique  
Vice-Président du Conseil d'Administration  
Vice-Présidente du Conseil des Etudes et  
de la Vie Universitaire  
Secrétaire Général

### M. le Professeur D. DEBOUZIE

M. le Professeur J.F. MORNEX  
M. le Professeur R. GARRONE

M. le Professeur G. ANNAT

M. J.P. BONHOTAL

## SECTEUR SANTE

### *Composantes*

UFR de Médecine Lyon R.T.H. Laënnec  
UFR de Médecine Lyon Grange-Blanche  
UFR de Médecine Lyon-Nord  
UFR de Médecine Lyon-Sud  
UFR d'Odontologie  
Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques  
Institut Techniques de Réadaptation  
Département de Formation et Centre de Recherche  
en Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur D. VITAL-DURAND

Directeur : M. le Professeur X. MARTIN

Directeur : M. le Professeur F. MAUGUIERE

Directeur : M. le Professeur F.N. GILLY

Directeur : M. O. ROBIN

Directeur : M. le Professeur F. LOCHER

Directeur : M. le Professeur L. COLLET

Directeur : M. le Professeur P. FARGE

## SECTEUR SCIENCES

### *Composantes*

UFR de Physique  
  
UFR de Biologie  
UFR de Mécanique  
UFR de Génie Electrique et des Procédés  
UFR Sciences de la Terre  
UFR de Mathématiques  
UFR d'Informatique  
UFR de Chimie Biochimie  
UFR STAPS  
Observatoire de Lyon  
Institut des Sciences et des Techniques de l'Ingénieur  
de Lyon  
IUT A  
NT B  
Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M. le Professeur A. HOAREAU

Directeur : M. le Professeur H. PINON

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Directeur : M. le Professeur A. BRIGUET

Directeur : M. le Professeur P. HANTZPERGUE

Directeur : M. le Professeur M. CHAMARIE

Directeur : M. le Professeur M. EGEE

Directeur : M. le Professeur J.P. SCHARFF

Directeur : M. le Professeur R. MASSARELLI

Directeur : M. le Professeur R. BACON

Directeur : M. le Professeur J. LIETO

Directeur : M. le Professeur M. C. COULET

Directeur : M. le Professeur R. LAMARTINE

Directeur : M. le Professeur J.C. AUGROS



Tout d'abord, je remercie Michel Lance, directeur du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'acoustique de m'avoir accueilli dans cette unité de recherche pour ce travail de thèse. Merci également à Marc Michard en tant que tuteur et mentor de m'avoir fait confiance sur ce projet il y maintenant plus de 3 ans. Son expérience m'a été bénéfique pour diriger dans une direction juste tout le travail et toutes les pistes que j'ai été amenés à explorer et qui sont présentes dans le manuscrit suivant. Sa connaissance de la thématique a été un précieux guide dans ma démarche scientifique. Je remercie également Jean-Noël Gence pour son analyse et son regard critique lors de la mise en forme et la rédaction de ce travail.

Je tiens encore une fois à remercier M Jacques Borée et M François Lusseyran d'avoir évalué mon travail en acceptant d'être rapporteur. Merci à M Michel Stanislas d'avoir présidé le jury lors de la présentation orale de cette thèse, et à M Azzedine Kourta d'avoir également apporté son avis au cours de la soutenance.

Au cours de ce travail, j'ai eu la chance de pouvoir travailler en collaboration avec M Cédric Hoareau, M Jacques Borée et M Patrick Braud du LEA de Poitiers avec qui nous avons réalisé une grosse part de l'expérimentation. Ce fût une expérience très enrichissante et je les remercie d'avoir permis cette collaboration.

Ce travail ne se serait sans doute pas déroulé aussi bien sans le soutien de Nathalie Grosjean pour à la fois son soutien technique pour les expériences et le post traitement. Merci Nath de m'avoir accompagné, en musique et en bonne humeur ! Il me reste de nombreuses personnes encore à remercier, qui m'ont aidé au quotidien. Dominique Echampard, pour son soutien matériel, sa bonne humeur ses astuces, Roger Michelet pour son aide précieuse de l'élaboration du montage analogique, Bernard Barbier, Pascale Jeandel pour toute la partie informatique, l'atelier, ainsi que Christine Lance, et Arlène Taulet de l'administration.

Pendant ce travail, j'ai passé de nombreuses heures devant cet ordinateur à m'interroger, me questionner, simuler, écouter de la musique, modéliser, rédiger, corriger, grogner, m'énerver, etc. Mais c'est également un espace de vie, et je remercie toutes les personnes que j'ai côtoyées au quotidien. Merci aux autres thésards notamment Ivana pour avoir supporté mes coups de gueule dans le bureau, Laure, Guillevic, Charles, Stéphane, Wouter... désolé pour ceux que je ne cite pas, j'en oublie certainement beaucoup.

Derniers remerciements pour mes amis Lolo (non je ne mettrai pas nos conversations en annexe, et rassure toi, dans mon nouveau poste, je ne peux plus t'embêter en direct Live !), Marjo, Did..., la famille pour leur soutien moral. J'avoue, j'ai dû pas mal leur pomper l'air ces derniers mois. Enfin merci à ma chère et tendre Charlotte, pour tout : son soutien, son moral, son amour, sa joie, sa tendresse, son courage et sa patience et surtout au cours de l'écriture et la relecture de ce travail.

Les remerciements, petit moment à la fin de la rédaction où on se rend compte qu'une thèse est un travail de recherche personnel et cependant implique énormément de personnes, et mobilise une équipe. Merci encore à tous. Maintenant je vous souhaite bonne lecture (et bon courage) !



# Table des matières

Nomenclature	13
<b>I Approche générale</b>	<b>17</b>
<b>1 Cadre - État de l'art</b>	<b>19</b>
1.1 Introduction	19
1.2 De l'utilité d'obtenir des modélisations simples	20
1.3 Modélisation de faible ordre dans la littérature	21
1.4 Cadre - Travaux menés pour ces recherches	23
<b>2 Bases mathématiques</b>	<b>25</b>
2.1 Grandeurs statistiques usuelles en un point	25
2.2 Corrélations	25
2.2.1 Corrélation temporelle	26
2.2.2 Corrélations spatiales et spatio-temporelles	26
2.2.3 Métrologies existantes	27
2.3 Décomposition orthogonale en modes propres	27
2.3.1 Principe	27
2.3.2 Méthode des snapshots	29
<b>3 Cas du cylindre circulaire</b>	<b>31</b>
3.1 Décomposition de Hussain et Reynolds	31
3.2 Description de l'écoulement - Types régimes existants	31
3.3 Caractérisation de l'écoulement - Nombre de Strouhal	34
3.4 Le décollement	34
3.5 La zone de mélange	35
3.6 Sillage et structures tourbillonnaires	35
<b>II Expérimentations</b>	<b>37</b>
<b>4 Dispositifs expérimentaux</b>	<b>41</b>
4.1 Géométrie étudiée	41
4.1.1 Choix de la géométrie	41
4.1.2 Montage expérimental et définitions des notations	42
4.2 Veines d'essais	43
4.3 Étude de l'influence du nombre de Reynolds et du confinement sur l'expérience	44
4.4 Implantation de sondes de pression pariétale	44
4.4.1 Discussion sur le type de sonde	44



4.4.2	Mode d'implantation . . . . .	45
4.4.3	Traitement et mise en forme du signal de pression . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Techniques de mesure - Méthodes expérimentales</b>	<b>47</b>
5.1	Mesures par un tube de Pitot . . . . .	47
5.2	Anémométrie par fil chaud . . . . .	47
5.2.1	Principe . . . . .	47
5.2.2	Mesures . . . . .	48
5.3	Mesure de pression pariétale . . . . .	48
5.4	Vélocimétrie par Image de Particule - PIV . . . . .	49
5.4.1	Principe . . . . .	49
5.4.2	Particules-traceurs . . . . .	49
5.4.3	Système d'illumination . . . . .	50
5.4.4	Acquisition des images et traitement . . . . .	51
5.4.5	Origine des erreurs . . . . .	52
5.5	PIV 2 temps . . . . .	53
5.5.1	Principe de la mesure en deux temps . . . . .	54
5.5.2	Système d'émission . . . . .	55
5.5.3	Système de réception . . . . .	55
5.5.4	Traitement des données . . . . .	56
5.6	Vélocimétrie laser Doppler - LDV . . . . .	57
5.6.1	Principe de fonctionnement de la LDV . . . . .	57
5.6.2	Description de la chaîne de mesure (Données LEA Poitier) . . . . .	58
5.7	Convergence statistique des mesures . . . . .	60
5.8	Influence du post-traitement des mesures de vitesse par PIV . . . . .	62
5.9	Critère de visualisation de structures cohérentes : La fonction indicatrice $\Gamma_2$ . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Présentation de l'écoulement</b>	<b>67</b>
6.1	Zones d'analyse et métrologies employées . . . . .	67
6.2	Nombre de Strouhal . . . . .	68
6.3	Analyse spectrale . . . . .	70
6.4	Mesure des échelles de temps et de longueur . . . . .	71
6.4.1	Échelle intégrale temporelle de l'écoulement . . . . .	71
6.4.2	Échelles intégrales de longueur . . . . .	73
6.4.3	Échelle de Taylor . . . . .	75
6.4.4	Échelle de Kolmogorov . . . . .	75
6.5	Zone de recirculation . . . . .	76
6.5.1	Cartographie de la zone de recirculation . . . . .	76
6.5.2	Étude du point de la zone de recirculation à $x/D = 0.4$ et $z/D = 0.0$ . . . . .	78
6.6	Zone de mélange . . . . .	78
6.6.1	Cartographie . . . . .	79
6.6.2	Profils obtenus par LDV et par PIV . . . . .	79
6.6.3	Étude du point de la zone de mélange à $X/D = 0.1$ et $Z/D = 0.54$ . . . . .	82
6.6.4	Structures à haute fréquence dans la zone de mélange . . . . .	83
6.7	Sillage proche . . . . .	85
6.7.1	Analyse des distributions de vitesse dans le sillage proche . . . . .	85
6.7.2	Profils obtenus par LDV et par PIV . . . . .	85
6.7.3	Profils obtenus par fil chaud dans le sillage . . . . .	87
6.7.4	Etude par PIV . . . . .	87

6.7.5	Confrontation des résultats obtenus par fil chaud et par PIV . . . . .	87
6.8	Fenêtre d'analyse et limite de la PIV . . . . .	89
6.8.1	Taille de la fenêtre d'interrogation . . . . .	89
6.8.2	Limite de résolution de la PIV . . . . .	92
6.9	Mécanisme de génération des structures - Étude de phase . . . . .	95
6.9.1	Plan de mesure . . . . .	95
6.9.2	Déclenchement . . . . .	96
6.9.3	Analyse de la pression . . . . .	100
6.9.4	Analyse PIV . . . . .	100
6.10	Mesures de corrélation de vitesse . . . . .	102
6.10.1	cartographie de l'écoulement . . . . .	102
6.10.2	Profils de corrélation et Comparaison PIV - LDV et PIV - Fil chaud . . . . .	105
6.10.3	Vitesse d'advection . . . . .	108
	<b>Synthèse</b>	<b>109</b>
 <b>III Décomposition par POD et analyse</b>		<b>111</b>
 <b>7 Décomposition orthogonale en modes propres de l'écoulement</b>		<b>113</b>
7.1	Étude des valeurs propres d'une décomposition . . . . .	113
7.1.1	Valeurs propres de l'ensemble des expérimentations . . . . .	113
7.1.2	Cas des mesures à faible nombre de Reynolds - Mesures résolues dans le temps . . . . .	115
7.2	Modes propres de l'écoulement . . . . .	117
7.2.1	Description des modes principaux . . . . .	117
7.2.2	Modes harmoniques . . . . .	120
7.2.3	Modes des écoulement à très faible nombre de Reynolds et des simulations numériques . . . . .	121
7.3	Coefficients . . . . .	123
7.3.1	Évolution des coefficients - Cas des mesures résolues temporellement . . . . .	123
7.3.2	Relation entre coefficients . . . . .	124
7.3.3	Décorrélation des coefficients POD . . . . .	124
7.4	Commentaire sur les modes harmoniques et les coefficients associés . . . . .	128
7.5	Conclusion . . . . .	129
 <b>8 Détermination d'un paramètre de phase du détachement tourbillonnaire par l'analyse des coefficients POD</b>		<b>131</b>
8.1	Définition de la phase $\varphi_{POD}$ . . . . .	131
8.1.1	Idée générale et définition . . . . .	131
8.1.2	Rayon moyen et dispersion des coefficients $a_1$ et $a_2$ . . . . .	132
8.2	Comparaisons des statistiques synchronisées avec la pression et les coefficients POD . . . . .	134
8.3	Analyse de la décomposition POD des mesures synchronisées par le signal de pression pariétale . . . . .	136
8.4	Analyse des autres coefficients en fonction de la phase $\varphi_{POD}$ . . . . .	140
8.5	Conclusion . . . . .	143

---

<b>9</b>	<b>Vers la modélisation de l'écoulement instationnaire</b>	<b>145</b>
9.1	Introduction . . . . .	145
9.2	Modèle de reconstruction de l'instationnarité à grande échelle à l'aide de l'analyse POD . . . . .	146
9.3	Modèle temporel . . . . .	146
9.4	Expression du modèle réduit à partir de la donnée des champs instantanés . . . . .	149
9.5	Modèle d'ordre supérieur - Introduction de la turbulence dans le modèle . . . . .	151
9.5.1	Complément de la partie déterministe . . . . .	151
9.5.2	Introduction de la turbulence dans le modèle - modèle stochastique simple . . . . .	151
9.6	Étapes de la construction d'un modèle d'ordre supérieur . . . . .	153
<b>10</b>	<b>Analyse du modèle</b>	<b>155</b>
10.1	Exemples de reconstructions . . . . .	155
10.2	Profils de vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds . . . . .	155
10.3	Histogrammes de vitesse . . . . .	162
10.4	Echelles temporelles des premiers coefficients . . . . .	164
10.5	Corrélations spatiales et spatio-temporelles . . . . .	167
10.6	Application au lâcher de particule fluide . . . . .	171
<b>11</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>173</b>
11.1	Conclusion et discussion . . . . .	173
11.2	Perspectives . . . . .	175
<b>IV</b>	<b>Annexes</b>	<b>177</b>
<b>A</b>	<b>Système de synchronisation des lasers pour la PIV en deux temps</b>	<b>179</b>
<b>B</b>	<b>Détermination des paramètres du modèle stochastique</b>	<b>183</b>
<b>C</b>	<b>Moments d'ordre 1 et 2 en différents profils du modèle de faible ordre</b>	<b>185</b>
<b>D</b>	<b>PDF des vitesses dans l'écoulement</b>	<b>195</b>
<b>E</b>	<b>Ensemble des corrélations spatio-temporelles explorées avec un modèle de faible ordre</b>	<b>201</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>209</b>

# Liste des figures

3.1	Schéma présentant les modifications de l'écoulement selon les régions autour du cylindre . . . . .	32
3.2	Variation des coefficients $C_d$ , $C_{df}$ , $C_{dp}$ , $C'_l$ et $C_{pb}$ en fonction du nombre de Reynolds ZDRAVKOVICH (1997) . . . . .	33
3.3	Angle de séparation en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre circulaire (BALLENGEE & CHEN (1971)) . . . . .	35
4.1	Schéma du cylindre tronqué et représentation 3D du montage expérimental	42
4.2	Schema du barreau et du porte electret . . . . .	45
5.1	Photographie du système de mesure à deux fils chaud pour les mesures de corrélations spatiales . . . . .	48
5.2	Représentation polaire de l'intensité de lumière diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour trois tailles caractéristiques de particules utilisées. L'intensité de lumière est représentée en échelle logarithmique. . . . .	50
5.3	Exemple d'une image des particules enregistrée par la caméra au niveau du point de décollement pour un écoulement autour d'un cylindre semi-circulaire	50
5.4	Planche schématisant l'ensemble du processus d'analyse lors d'une mesure de vitesse par PIV . . . . .	51
5.5	Chronologie des différents signaux de synchronisation lors des mesures en deux temps . . . . .	54
5.6	Schéma de principe de l'optique de réception . . . . .	55
5.7	Cartographies du coefficient de corrélation pour $\mathbf{r} = 0$ et $\tau = 0\mu s$ (a) et pour $\mathbf{r} = 0$ et $\tau = 100\mu s$ (b) . . . . .	56
5.8	Convergence statistique de l'erreur relative pour la vitesse moyenne et la variance en fonction du nombre d'échantillons (mesures fil chaud) . . . . .	61
5.9	Influence de la fréquence d'échantillonnage sur le coefficient de corrélation spatiale (mesures fil chaud) au point ( $X/D = 5$ , $Z/D = 0.28$ ) . . . . .	62
5.10	Evolution des profils de $R_{uu}((X/D = 3.6, Z/D = 0.28), r_x/D = 0, r_y/D = 0, r_z/D, \tau)$ pour $\tau = 0\mu s$ et $\tau = 400\mu s$ en fonction du nombre d'échantillons PIV enregistrés . . . . .	63
5.11	influence des étapes d'analyses PIV sur la mesure de la vitesse : profils de vitesse moyenne (à gauche) et de l'écart-type (à droite) après une analyse par corrélation adaptative, une étape de redressement/ ré-échantillonnage et un filtrage du champ de vitesses . . . . .	63
5.12	Variation de la fonction $\gamma_2$ en fonction du rapport $\mu$ entre le taux de déformation et le taux de rotation . . . . .	66

6.1	Présentation des 3 zones principales explorées par PIV dans le sillage du cylindre tronqué . . . . .	68
6.2	Relation expérimentale liant la valeur du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds dans le cas d'un cylindre tronqué pour deux expériences différentes . . . . .	68
6.3	Signaux temporels, autocorrélation et densité spectrale d'énergie des composantes $u$ et $w$ aux points $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$ et $(X/D = 1.9, Z/D = 0)$ (Données LEA - Poitiers) . . . . .	70
6.4	Analyse spectrale des signaux temporels de vitesse le long d'un demi profil à $X/D = 5$ . . . . .	72
6.5	Autocorrélation du signal de vitesse fil chaud au point $(X/D = 5, Z/D = 0.25)$ . . . . .	72
6.6	Coefficient d'auto corrélation spatiale au point $(X/D = 0.1, Z/D = 0.55)$ . . . . .	73
6.7	Cartographies des échelles intégrales de longueurs obtenue par PIV . . . . .	74
6.8	Vorticité et isocontour de la fonction $\Gamma_2$ ( $-1 \leq \Gamma_2 \leq -2/\pi$ en bleu et $2/\pi \leq \Gamma_2 \leq 1$ en rouge) associé au champ moyen de vitesse $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ (a) et cartographie de l'énergie des fluctuations de vitesse (b). (Le champ de vecteur a été sous échantillonné d'un facteur 2 pour plus de clarté) . . . . .	77
6.9	Développement longitudinal de la vitesse moyenne $\langle U \rangle / U_\infty$ (a) et $\langle W \rangle / U_\infty$ (b) . . . . .	77
6.10	Cartographie des différentes composantes du tenseur de Reynolds $\langle u^2 \rangle$ , $\langle w^2 \rangle$ , et $\langle u'w' \rangle$ . . . . .	78
6.11	Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de $u$ et $w$ au point $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$ . . . . .	78
6.12	Présentation du champ moyen et des fluctuations au niveau de la zone de mélange obtenue par PIV ( $U_\infty = 30ms^{-1}$ ) . . . . .	79
6.13	Comparaison LDV- PIV des composantes de $\langle U \rangle / U_\infty$ (a, e), $\langle W \rangle / U_\infty$ (b, f), $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$ (c, g) et $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$ (d, h) pour $X/D = 0.1$ ((a), (b), (c), (d)), et pour $X/D = 0.4$ ((e), (f), (g), (h)) . . . . .	80
6.14	Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de $u$ et $w$ au point $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$ . . . . .	82
6.15	Lois de probabilité appliquée à la valeur de la frontière $z_c$ et distribution de vitesse correspondante au milieu du profil de couche limite dans le cas d'un profil de vitesse théorique . . . . .	83
6.16	Isocontours de la fonction $\gamma_2$ ( $-1 \leq \gamma_2 \leq -2/\pi$ en bleu et $2/\pi \leq \gamma_2 \leq 1$ en rouge) sur un champ instantané présentant la formation d'une structure (Le champ de vecteur a été sous échantillonné d'un facteur 2 pour plus de clarté) . . . . .	84
6.17	Spectre du signal de vitesse enregistré par fil chaud au niveau du point de décollement du cylindre tronqué $(X/D = 0.02, Z/D = 0.52)$ . . . . .	85
6.18	Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de $u$ et $w$ au point $(X/D = 1.7, Z/D = 0)$ . . . . .	85
6.19	Comparaison LDV - PIV des composantes de $\langle U \rangle / U_\infty$ (a, e), $\langle W \rangle / U_\infty$ (b, f), $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$ (c, g) et $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$ (d, h) pour $X/D = 1.2$ ((a), (b), (c), (d)), et pour $X/D = 1.7$ ((e), (f), (g), (h)) . . . . .	86
6.20	Évolution du profil de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse obtenues par anémométrie fil chaud en $X/D = 3, 5, 7$ . . . . .	87
6.21	Cartographie du champ moyen et des différentes composantes du tenseur de Reynolds . . . . .	88
6.22	Comparaison du profil de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse issus des mesures fil chaud et PIV avec différentes tailles de fenêtre d'analyse . . . . .	88

6.23	Influence de la taille de la fenêtre d'interrogation : 16 pixels (à gauche) et 32 pixels (à droite) pour la norme du champ moyen (a et b) la variance des fluctuations de $\langle u^2 \rangle$ (c et d), et la variance des fluctuations de $\langle w^2 \rangle$ (e et f)	90
6.24	Influence de la dimension de la fenêtre d'analyse : profils à $X/D = 0.1$ de $\langle U \rangle / U_\infty$ (a), $\langle W \rangle / U_\infty$ (b), $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$ (c) et $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$ (d); en bleu : 32 pixels; en rouge : 16 pixels	92
6.25	Influence de la dimension de la fenêtre d'analyse : profils à $X/D = 1.2$ de $\langle U \rangle / U_\infty$ (a), $\langle W \rangle / U_\infty$ (b), $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$ (c) et $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$ (d); en bleu : 32 pixels; en rouge : 16 pixels	93
6.26	Influence de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la mesure de la vitesse dans une couche de mélange : profils de vitesse moyenne (à gauche) et erreur relative de la vitesse estimée (à droite) pour une fenêtre $d$ de $0.1e$ , $0.5e$ , $e$ , $2e$ , $5e$ , et $10e$ ( $e$ : épaisseur caractéristique de la couche de mélange)	94
6.27	Montage expérimental de déclenchement de la mesure PIV par synchronisation externe sur le signal de pression pariétale	96
6.28	Signaux instantanés enregistrés : signal de pression amplifié, signal filtré, signal TTL et signal QSwitch laser	99
6.29	Histogramme de l'intervalle de temps entre deux enregistrements successifs pour les mesures synchronisées	99
6.30	Valeur moyenne du signal de pression mesuré en fonction de la phase $\varphi$	100
6.31	Champs de vitesse (sous échantillonné) et structures cohérentes définies par le critère $\Gamma_2$ à l'aval du cylindre tronqué (isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ )	101
6.32	Position des 7 points de mesure de corrélation spatiale dans le sillage du cylindre tronqué. Représentation de la norme de la vitesse (a) en coordonnées physiques et de l'énergie de fluctuation $k$ (b) en coordonnées adimensionnalisées	102
6.33	Cartographies de $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$ (à gauche) et de $R_{ww}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$ (à droite) à la position ( $X/D = 0.5, Z/D = 0.54$ ) pour différentes valeurs de $\tau$	103
6.34	Cartographies de $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$ (à gauche) et de $R_{ww}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$ (à droite) à la position ( $X/D = 1.2, Z/D = 0.5$ ) pour différentes valeurs de $\tau$	104
6.35	Comparaison LDV- PIV des corrélations $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x/D = 0, r_y/D = 0, r_z/D, \tau)$ et $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x/D, r_y/D = 0, r_z/D = 0, \tau)$ au point P1 ( $X/D = 0.5, Z/D = 0.54$ )	106
6.36	Comparaison PIV fil chaud des corrélations $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x = 0, r_y = 0, r_z, \tau)$ au point P1 ( $X/D = 5, Z/D = 0.28$ ) pour $0, 200, 400, 800, 1300, 2300 \mu s$ (à gauche) et $100, 300, 600, 1000, 1800, 3000 \mu s$ (à droite)	107
6.37	Corrélation spatio-temporelle sur des enregistrements de 5000 échantillons. Comparaison PIV - fil chaud	107
6.38	Déplacement de l'extremum de la corrélation adimensionnalisée par le diamètre $D$ , en fonction du temps adimensionnalisé pour les points ( $X/D = 0.5, Z/D = 0.54$ )( $\bullet$ ) et ( $X/D = 3.6, Z/D = 0.28$ )( $\times$ )	108
7.1	Variation du pourcentage d'énergie cinétique présent dans les 12 premiers modes dans les différentes expériences réalisées	114
7.2	Variation des 12 premières valeurs propres dans le cas d'une simulation numérique autour d'un cylindre circulaire : $Re = 100$ ( $\bullet$ ), $Re = 100$ ( $\circ$ ), $Re = 200$ ( $\star$ ) (NOACK <i>et al</i> (2003))	114

7.3	Pourcentage de l'énergie cinétique de fluctuation contenue dans le mode $i$ pour chacune des vitesses : $U_\infty = 1.2cm.s^{-1}$ ( $Re = 114$ ), $U_\infty = 1.4cm.s^{-1}$ ( $Re = 133$ ) avec une grille de turbulence, $U_\infty = 5.5cm.s^{-1}$ ( $Re = 522$ ) et $U_\infty = 10cm.s^{-1}$ ( $Re = 950$ ) pour les mesures à faible vitesse dans l'eau . . .	116
7.4	Pourcentage de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse contenue dans une reconstruction contenant les $i$ premiers modes pour les différentes expériences réalisées . . . . .	117
7.5	Modes propres et structures cohérentes définies par le critère $\Gamma_2$ (isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ ) . . . . .	118
7.6	Association du champ moyen $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ avec le premier mode ((a) $a_1 = \langle r \rangle \sigma_{a_1}$ et $a_2 = 0$ ), ou avec le deuxième mode ((b) $a_1 = 0$ et $a_2 = \langle r \rangle \sigma_{a_2}$ ) (isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ ) . . . . .	119
7.7	Association du champ moyen $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ avec le mode 3 : valeur minimale de $a_3$ (a), $a_3 = 0$ (b) (champ moyen) et valeur maximale de $a_3$ . Représentation de la vorticité $\omega$ ( $s^{-1}$ ) en densité de couleur et les isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ . . . . .	119
7.8	Association du champ moyen $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ avec le mode 4 : valeur minimale de $a_4$ (a), $a_4 = 0$ (b) (champ moyen) et valeur maximale de $a_4$ . Représentation de la vorticité $\omega$ ( $s^{-1}$ ) en densité de couleur et les isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ . . . . .	120
7.9	Présentation de la topologie des structures cohérentes présentes dans la première paire de modes harmonique pour les trois expériences (isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ ) . . . . .	122
7.10	Association du champ moyen $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ avec le mode 7 ((a) $a_7 = \langle r \rangle \sigma_{a_7}$ et $a_8 = 0$ ), ou avec le mode 8 ((b) $a_8 = 0$ et $a_8 = \langle r \rangle \sigma_{a_8}$ ) (isocontours de la fonction $\Gamma_2$ pour $ \Gamma_2  > 0.7$ ) . . . . .	123
7.11	Evolution des coefficient POD $a_1/\sigma_{a_1}$ , $a_2/\sigma_{a_2}$ et $a_3/\sigma_{a_3}$ en fonction de la réalisation dans le cadre de mesures r�solv�es en temps (� gauche) et de mesures non r�solv�es (� droite) . . . . .	124
7.12	Relation entre les premiers coefficient POD pour l'ensemble des réalisation dans le cadre de mesures non r�solv�es (� gauche) et de mesures r�solv�es en temps (� droite) . . . . .	125
7.13	Evolution de $R_{a_1(t)a_2(t+\tau)}$ en fonction du temps $\tau$ pour la position proche du point de décollement (a) et dans le sillage (b) . . . . .	125
7.14	Coefficient de corrélation $R_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$ en fonction du temps $\tau$ pour les coefficients des 100 premiers modes ((a) amont et (c) aval) et échelle intégrale de temps ((b) amont et (d) aval) . . . . .	127
7.15	Coefficient de corrélation $R_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$ en fonction du temps $\tau$ pour les coefficients des premiers modes ( $Re = 50k$ ) . . . . .	127
8.1	Représentation de $a_2 = f(a_1)$ (a) et distribution des coefficients $a_1$ et $a_2$ en fonction de la phase $\varphi_{POD}$ (b) . . . . .	132
8.2	Représentation de $a_2 = f(a_1)$ pour une décomposition sur un domaine complet symétrique (a) et pour une décomposition sur un demi domaine ( $Z > 0$ )	133
8.3	Représentation de $a_2 = f(a_1)$ dans le cadre de l'expérience de BEN CHIEKH et al(2004) . . . . .	133

8.4	Étude de l'influence de la dispersion des coefficients autour du cercle de rayon $\langle r \rangle$ avec : association du champ moyen $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ avec le premier mode ((a) $a_1 = \langle r \rangle \sigma_{a_1}$ ) et avec le premier mode en augmentant le rayon de la valeur $\sigma_r$ ((b) $a_1 = (\langle r \rangle + \sigma_r) \sigma_{a_1}$ ), et en diminuant le rayon de la valeur $\sigma_r$ ((c) $a_1 = (\langle r \rangle - \sigma_r) \sigma_{a_1}$ ) . . . . .	134
8.5	Statistiques obtenues avec les mesures synchronisés avec le signal de pression pour la phase $\varphi = 0^\circ$ ((a), (c), (e)) et pour la phase $\varphi = 90^\circ$ ((b), (d), (f)) .	137
8.6	Statistiques obtenues avec la phase définie par POD, avec un angle $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$ pour la phase $\varphi_{POD} = 0^\circ$ ((a), (c), (e)) et pour la phase $\varphi_{POD} = 90^\circ$ ((b), (d), (f)) . . . . .	138
8.7	Répartition de la phase $\varphi_{POD}$ des mesures de vitesse synchronisées $\varphi = 0^\circ$ (a) et $\varphi = 90^\circ$ (b) . . . . .	139
8.8	Statistiques obtenues avec les enregistrements sélectionnées dans les mesures synchronisées, avec la phase $\varphi_{POD}$ définie par POD, avec un angle $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$ , pour la phase $\varphi = 0^\circ$ ((a), (c), (e)) et pour la phase $\varphi = 90^\circ$ ((b), (d), (f)) . . . . .	141
8.9	Étude de la répartition des coefficients $a_1$ à $a_6$ normalisés par leur écart type en fonction de la phase $\varphi_{POD}$ définie par l'étude des deux premiers coefficients dans le cas de l'analyse en aval dans le sillage . . . . .	142
8.10	Étude de la répartition des phases $\varphi_{a_i a_{i+1}}$ en fonction de la phase $\varphi_{POD}$ définie par l'étude des deux premiers coefficients dans le cas de l'analyse en aval dans le sillage . . . . .	143
9.1	Comparaison entre les moyennes de phases obtenues avec les mesures synchronisées avec le signal de pression (à gauche) et la reconstruction avec les deux premiers modes (à droite) pour les phases : $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$ . . . . .	147
9.2	Variation de la phase $\varphi_{POD}$ en fonction du temps ( $Re = 114$ ) . . . . .	148
9.3	Comparaison de $R_{a_1 a_2}(\tau)$ relevé expérimentalement (PIV2T) avec une modélisation de type $\sin(2\pi f_0 t)$ . . . . .	149
9.4	Spectre de la composante de vitesse $U$ au point ( $X/D = 4, Z/D = 0$ ) avec un modèle contenant les modes 1 et 2 (a) et en ajoutant les modes 5 et 6 (b) 152	
10.1	Exemple de champs instantannés (sous échantillonné) en fonction du nombre de modes intégrés au modèle. Structures cohérentes définies par le critère $\Gamma_2$ (isocontours $ \Gamma_2  > 0.7$ ) . . . . .	156
10.2	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de $\langle U \rangle / U_\infty$ et $\langle W \rangle / U_\infty$ pour $X/D = 0.1$ . . . . .	157
10.3	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de $\langle U \rangle / U_\infty$ et $\langle W \rangle / U_\infty$ pour $X/D = 3.5$ . . . . .	157
10.4	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$ et $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$ pour $X/D = 0.1$ .	158
10.5	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$ et $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$ pour $X/D = 3.5$ .	158
10.6	Cartographies des quantités $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$ et $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$ dans la zone de modélisation amont en fonction du nombre de modes dans le modèle . . . . .	160
10.7	Cartographies des quantités $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$ et $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$ dans la zone de modélisation aval en fonction du nombre de modes dans le modèle . . . . .	161
10.8	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de $\langle uw \rangle / U_\infty^2$ pour $X/D = 0.1$ (en haut) et $X/D = 3.5$ (en bas) . . . . .	162



10.9	Histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ au point $(X/D = 0.7, Z/D = 0.5)$ pour la partie déterministe, la partie aléatoire et un modèle intégrant 20 modes ou 100 modes . . . . .	163
10.10	Histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ au point $(X/D = 1.7, Z/D = 0)$ pour la partie déterministe, la partie aléatoire et un modèle intégrant 20 modes ou 100 modes . . . . .	163
10.11	Evolution de la distribution de la composante de vitesse au point $(X/D = 0.7, Z/D = 0.5)$ en fixant les déphasage des modes (a) ou en les laissant fluctuer (b) . . . . .	165
10.12	Corrélation $C_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$ en fonction du temps $\tau$ pour les coefficients des premiers modes $Re = 50k$ . . . . .	166
10.13	Coefficient de corrélation entre l'écart $\Delta r = r_i - \langle r \rangle$ et $a_i/\sigma_{a_i}$ pour les décompositions dans chacune des zones modélisées . . . . .	166
10.14	Exemple de profil de comparaison $R_{\alpha\alpha}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau = 0)$ mesurée par PIV et modélisé en fonction du nombre de mode considéré - $\tau = 0\mu s$ . . . . .	168
10.15	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{UU}((X/D = 1.2, Z/D = 0.5), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$ pour différentes valeurs de $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$ . . . . .	168
10.16	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{UU}((X/D = 0.4, Z/D = 0), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$ pour différentes valeurs de $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$ . . . . .	169
10.17	Exemple de profil de comparaison $R_{U''U''}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau = 0)$ obtenue par PIV filtrée et modélisée en fonction du nombre de mode considéré - $\tau = 0\mu s$ . . . . .	170
10.18	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{\alpha\alpha}((X/D = 1.2, Z/D = 0), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$ pour différentes valeurs de $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$ . . . . .	170
10.19	Trajectoire d'une particule fluide injectée au niveau du point de décollement $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$ (a) et évolution de l'écart de la position de la particule fluide par rapport au modèle le plus élevé au cours du temps (b) en fonction du nombre de modes pris en compte dans le modèle . . . . .	172
A.1	Schéma du montage expérimental de mesure en deux temps(a) et photographie du système (b) . . . . .	180
A.2	Chronogramme de l'ensemble des signaux générés pour la synchronisation de deux systèmes PIV standards en PIV 2T . . . . .	181
C.1	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 0.1$	186
C.2	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 0.5$	187
C.3	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 1.0$	188
C.4	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 1.5$	189

C.5	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 3.5$	190
C.6	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 4.0$	191
C.7	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 4.5$	192
C.8	Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour $X/D = 5.0$	193
D.1	histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 20 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire . . . . .	196
D.2	histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 100 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire . . . . .	197
D.3	histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 20 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire . . . . .	198
D.4	histogramme des fluctuations de vitesse $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$ et $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 100 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire . . . . .	199
E.1	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{UU}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	203
E.2	Profil de comparaison à $X/D$ constant entre $R_{UU}((X/D, Z/D), r_X/D = 0, r_Y/D = 0, r_Z/D, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	204
E.3	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	205
E.4	Profil de comparaison à $X/D$ constant entre $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D = 0, r_Y/D = 0, r_Z/D, \tau)$ en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	206
E.5	Profil de comparaison à $Z/D$ constant entre $R_{uu}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ et $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV filtrée et avec la partie aléatoire du modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	207
E.6	Profil de comparaison à $X/D$ constant entre $R_{uu}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ et $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$ en PIV filtrée et avec la partie aléatoire du modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de $\tau$ . . . . .	208



# Nomenclature

TAB. 1 – Acronyme

---

Acronyme	Définition
CCD	Charge Coupled Device
CNAM	Conservatoire National des Arts et Métiers
CNRT R2A	Centre National de Recherche Technologique en Aérodynamique et Aéroacoustique
LDV	Laser Doppler Velocimetry (Vélocimétrie laser Doppler)
LEA	Laboratoire d'Étude Aérodynamique
LIF	Laser Induced Fluorescence (Fluorescence induite par laser)
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
Nd :YAG	Yttrium Aluminum Garnet dopé Neodym
PIV	Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par Image de Particules)
POD	Proper Orthogonal Decomposition (Décomposition Orthogonale en Modes Propres)
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>St</i>	Nombre de Strouhal
TTL	Transistor-Transistor Logic (Signal Logique)

---

---

TAB. 2 – Notations Latines

---

Lettre	Définition
$a_n$	Coefficient POD associé au $n^{ieme}$ mode
$C_{ij}$	Corrélation spatiale
$D$	Diamètre du cylindre tronqué
$e_x$	Vecteur unitaire dans la direction $X$
$e_y$	Vecteur unitaire dans la direction $Y$
$e_z$	Vecteur unitaire dans la direction $Z$
$f_0$	Fréquence de l'échappement tourbillonnaire
$f_1$	Fréquence d'acquisition du système PIV
$f_{acq}$	Fréquence d'acquisition d'un signal analogique
$f_{struct}$	Fréquence des tourbillons secondaires dans la zone de mélange
$k$	Energie cinétique
$L$	Envergure du cylindre
$L_X$	Longueur du plan de mesure
$L_Z$	Largeur du plan de mesure
$L_{\alpha\alpha}$	Echelle intégrale de longueur
$l_\eta$	Echelle de Kolmogorov
$R$	Rayon de la surface de calcul de $\Gamma_2$
$\mathbf{R}_{ij}$	Tenseur de corrélation spatiale de vitesse
$R_{ij}$	Coefficient de corrélation spatiale
$r$	Séparation entre deux points
$T$	Echelle intégrale temporelle
$T_{a_k}$	Temps de cohérence du coefficient POD $a_k$
$t$	instant de la mesure
$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$	Vitesse instantannée
$\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$	Composante moyenne de la vitesse
$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$	Fluctuation de vitesse
$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$	Composante déterministe des fluctuations
$\mathbf{u}''(\mathbf{x}, t)$	Composante aléatoire du champ de vitesse
$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$	Moyenne de phase
$U_\infty$	Vitesse de référence
$U$	Composante de vitesse selon la direction principale de l'écoulement
$V$	Composante de vitesse selon la direction d'homogénéité
$W$	Composante de vitesse selon la direction verticale
$\mathbf{X}$	Variables d'espace et de temps
$\mathbf{x}$	Position du point de mesure
$X$	Direction principale de l'écoulement
$Y$	Direction d'homogénéité
$Z$	Direction verticale

---

TAB. 3 – Notations Grecques

Lettre	Définition
$\delta_x$	Dimension caractéristique de la zone de mesure
$\delta_l$	Épaisseur de la tranche laser
$\Delta t$	Pas de temps élémentaire de modélisation
$\delta t$	Intervalle de temps entre deux pulses laser
$\xi_n$	Variable aléatoire gaussienne
$\phi^{(n)}(\mathbf{x})$	Mode ( $n$ ) POD
$\varphi$	Phase basée sur le signal de pression
$\varphi_{POD}$	Phase basée sur l'analyse POD
$\Gamma_2$	Fonction indicatrice (définition intégrale)
$\gamma_2$	Fonction indicatrice (définition locale)
$\lambda_n$	Valeur propre associé au $n^{ieme}$ mode POD
$\nu$	Viscosité cinématique
$\omega$	Pulsation du détachement tourbillonnaire
$\tau$	intervalle entre deux acquisitions PIV successive (PIV2T)
$\theta_S$	Angle de séparation

Première partie

Approche générale





# Chapitre 1

## Cadre - État de l'art

### 1.1 Introduction

*Dans un tourbillon de poussière qu'élève un vent impétueux ; quel qu'il paraisse à nos yeux, dans la plus affreuse tempête excitée par des vents opposés qui soulèvent les flots, il n'y a pas une seule molécule de poussière ou d'eau qui soit placée au hasard, qui n'ait sa cause suffisante pour occuper le lieu où elle se trouve, et qui n'agisse rigoureusement de la manière dont elle doit agir. Un géomètre qui connaîtrait exactement les différentes forces qui agissent dans les deux cas, et les propriétés des molécules qui sont mues, démontrerait que, d'après les causes données, chaque molécule agit précisément comme elle doit agir, et ne peut agir autrement qu'elle ne fait.*

Paul Henri Dietrich Baron d'Holbach - Le système de la nature

En ces termes fût exprimée pour la première fois l'idée du déterminisme au sens physique du terme. Mais c'est à l'astronome et mathématicien Pierre-Simon Laplace, que revient d'avoir affirmé le déterminisme universel dans toute sa rigueur :

*Nous devons envisager l'état présent de l'univers comme l'effet de son état antérieur, et comme la cause de celui qui va suivre. Une intelligence qui, pour un instant donné, connaîtrait toutes les forces dont la nature est animée et la situation respective des êtres qui la composent, si d'ailleurs elle était assez vaste pour soumettre ces données à l'analyse, embrasserait dans la même formule les mouvements des plus grands corps de l'univers et ceux du plus léger atome : rien ne serait incertain pour elle, et l'avenir, comme le passé, serait présent à ses yeux. L'esprit humain offre, dans la perfection qu'il a su donner à l'astronomie, une faible esquisse de cette intelligence. Ses découvertes en mécanique et en géométrie, jointes à celles de la pesanteur universelle, l'ont mis à portée de comprendre dans les mêmes expressions analytiques les états passés et futurs du système du monde. En appliquant la même méthode à quelques autres objets de ses connaissances, il est parvenu à ramener à des lois générales les phénomènes observés, et à prévoir ceux que les circonstances données doivent faire éclore.*

Pierre-Simon Laplace - Essai philosophique sur les probabilités

En vertu du déterminisme universel, l'intelligence qui connaîtrait avec une absolue précision la position et l'énergie de tout objet dans la position initiale pourrait calculer l'évolution de l'univers à tout moment du temps.

Le but de tout mécanicien est d'obtenir l'ensemble des équations permettant la connaissance complète du système auquel celui-ci s'intéresse, et de pouvoir en trouver la solution. Le postulat sous-jacent du déterminisme scientifique universel moderne est que tout système physique est, à terme, programmable et modélisable. Le problème principale réside souvent dans la recherche d'une formulation simple. En effet, comme le précise Laplace, l'esprit humain n'offre qu'un faible aperçu de la réalité. Pour comprendre les phénomènes, nous recherchons des modèles plus simples, approchant la réalité et nous permettant de prévoir les phénomènes.

Dans le cadre de la mécanique des fluides, si on ne s'intéresse qu'à une seule particule, il est possible de faire le bilan des forces s'exerçant sur elle et de là, en déduire sa position et sa trajectoire. Cependant, le nombre de particules à prendre en compte est tellement important que l'on ne cherche pas à résoudre le système d'équations posées par le problème initial. A ce problème, on préfère adopter des modèles de résolution, plus ou moins complexes, et adaptés que l'on confronte à l'expérience afin de tester son efficacité et sa pertinence.

Avec la découverte des principes de la physique moderne, nous nous sommes éloignés du concept originel donné par la notion de déterminisme. De nos jours, on qualifie de déterministe toute quantité qui est régie par une loi mathématique, et que l'on peut opposer au terme "aléatoire". Dans ces nouvelles approches de la physique, il ne convient plus seulement de décrire le mouvement déterministe, mais d'introduire une composante représentative des mouvements aléatoires et chaotiques des particules. Cette composante est très importante car elle est liée à la notion de turbulence en mécanique des fluides.

La résolution numérique de ce problème peut se faire par différentes méthodes, comme la résolution directe des équations de Navier et Stokes, la simulation des grandes échelles, ou encore à partir des équations de Navier et Stokes moyennées (RANS).

Parallèlement à ce développement des techniques de simulation qui suivent de près les évolutions techniques des moyens informatiques, il se crée de plus en plus de modèles dits de faible (ou bas) ordre qui permettent d'avoir une connaissance globale de l'écoulement, avec un certain degré de précision à moindre frais.

L'objectif de ce travail reste cependant relativement modeste car nous nous attacherons uniquement à analyser et à apporter une modélisation de faible ordre à partir de l'étude expérimentale d'un écoulement turbulent présentant une instationnarité à grande échelle et périodique. Cette modélisation cependant s'attachera à la fois à reproduire la partie dite déterministe et la partie aléatoire.

## 1.2 De l'utilité d'obtenir des modélisations simples

L'ensemble des méthodes de simulations numériques citées précédemment permettent le calcul de l'historique et des réponses fréquentielles des écoulements en utilisant plus de  $10^4$  -  $10^6$  degrés de liberté. Ainsi il est possible d'obtenir une connaissance complète des événements présents dans l'écoulement, les vitesses, les pressions... En contrepartie, ces calculs demandent un temps de calcul souvent très long, ce qui peut être pénalisant selon les applications souhaitées.

Un modèle de faible ordre possède par définition un nombre beaucoup plus restreint de degrés de liberté qu'un modèle complet, mais doit posséder, idéalement, une précision comparable tout en fournissant une économie de calcul.

L'élaboration de modèles de faible ordre d'écoulement incompressible joue un rôle de plus en plus important dans la recherche aussi bien industrielle que fondamentale. En effet, ces modèles de faible ordre permettent une meilleure compréhension des processus physiques

fondamentaux, une analyse rapide des phénomènes de mouvement.

Un autre domaine où l'application de modèle de faible ordre commence à être largement utilisée est le contrôle d'écoulement. Cette approche de contrôle de l'écoulement prend de nos jours une part de plus en plus importante dans le développement et l'amélioration de systèmes aérodynamiques. Aujourd'hui, ces méthodes trouvent de nombreuses applications, dans l'augmentation des performances de d'ailes à haute portance, dans la réduction des bruits de cavités, dans le contrôle de jets et sillages, mais encore dans de nombreux autres systèmes dynamiques (PACK & JOSLIN (1998)). Ces dernières années ont été l'objet de grandes avancées dans les techniques de contrôle, du fait de l'augmentation rapide des capacités d'investigations et de calculs. Même si les puissances de calculs augmentent de jour en jour, l'établissement de système de faible ordre est crucial aussi bien pour le contrôle en temps réel, que dans l'établissement d'analyse de stabilité et de bifurcations dans des géométries un peu complexes, qui sont impossibles à obtenir avec d'autres types de simulations (pour des questions soit de complexité soit de coûts).

Bien évidemment, il est nécessaire de choisir entre la précision et la simplicité dans l'élaboration d'un modèle simple. Ceci dépend de la nature de l'écoulement et de l'utilisation souhaitée. Le modèle obtenu n'est qu'une approximation de la physique de l'écoulement. Cependant, que ce soit en développement, en analyse, en optimisation, ou encore en stratégie de contrôle, domaines ayant besoin de faibles systèmes, l'utilisation de modèles de bas ordres est très prometteuse.

Les attentes concernant un tel modèle sont multiples : il doit pouvoir de manière raisonnable fournir les premiers moments statistiques (moyennes et écart-types) mais également donner les différentes échelles de temps et de longueur présentes dans l'écoulement. Le modèle devrait alors permettre le calcul des fonctions de corrélations spatiales et spatio-temporelles, et reproduire les distributions de vitesse non gaussiennes, conformes à l'écoulement.

Finalement, la difficulté dans la recherche d'un modèle de faible ordre est de définir une représentation simple en chaque point d'étude de l'écoulement. L'outil utilisé afin de résoudre ce problème est la POD. La Décomposition Orthogonale en modes Propres (traduction française de l'acronyme anglais POD - Proper Orthogonal Decomposition) des données (aussi bien numériques qu'expérimentales) nous offre, comme nous le verrons par la suite, la possibilité de découpler la partie spatiale du problème initiale de la partie temporelle. De plus la POD nous fournit une base adaptée aux conditions limites observées. Enfin, un autre intérêt non négligeable de la POD réside dans sa propension à analyser les données. Comme nous le verrons, il est possible d'interpréter physiquement les modes issus de la décomposition POD (ce qui n'est pas toujours le cas dans les différentes décompositions existantes). Les structures cohérentes jouent un rôle essentiel dans l'évolution de nombreux écoulements. Une compréhension de ceux-ci passe par une analyse précise des structures cohérentes et des différents phénomènes. L'analyse fournie par la POD peut apporter des éléments de réponses, comme nous l'observerons tout au long du travail d'élaboration du modèle.

### 1.3 Modélisation de faible ordre dans la littérature

L'élaboration d'un modèle de faible ordre peut s'effectuer par différentes méthodes. Nous nous contenterons de parler des modèles basées sur les décompositions de type POD. La liste des travaux mentionnés par la suite est loin d'être exhaustive, nous ne présentons ici qu'un bref aperçu des recherches actuelles. La majeure partie de ceux-ci font parti de travaux sur des simulations numériques.

La POD a été largement commentée dans la littérature ces dernières années, comme outil pour l'élaboration de modèles réduits. Cette méthode a été utilisée avec succès dans l'étude de nombreuses applications de couche limite, de sillage, de cavité ouverte pour ne citer que celles-ci (DEAN *et al* (1991), BERKOOZ *et al* (1993), ATWELL & KING (2005)). De nombreux efforts ont été effectués pour l'étude de l'écoulement en aval d'un cylindre circulaire. Ce cas, bien que d'apparence simple, regroupe une large gamme de phénomènes, et a servi comme expérience de référence dans de nombreuses applications en mécanique des fluides. Mais il existe également des applications dans le cas d'écoulements complexes comme des turbo-machines (EPUREANU *et al* (2000)). La POD nous fournit dans ce cas une base orthogonale d'un ensemble de données (ensemble qui peut être théorique, expérimentale, ou issu de simulations numériques).

Concernant les recherches plus théoriques (simulations ou développement théoriques), il est possible d'appliquer la POD directement aux équations du problème. Le modèle est déduit d'une projection des équations de base.

Une autre approche de la modélisation, qui est la seule possible si l'on considère des données expérimentales, est d'analyser les données instantanées (résolues en temps ou non). La première approche est la plus courante chez les numériciens. On comprend aisément que le modèle fait l'économie d'une analyse préalable.

Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre circulaire, DEAN *et al* (1991) ( $Re = 100$  et  $Re = 150$ ) explique que la donnée de 6 modes POD sont suffisants pour reproduire la dynamique du fluide en aval de l'obstacle. Cependant, la décomposition a été faite par la méthode dite des snapshots (détails au paragraphe 2.3.2) réalisée à partir de seulement 20 réalisations sélectionnées dans les simulations numériques.

Le même type d'analyse a été effectuée sur des modes 3D cette fois-ci par MA & KARNIAKIS (2002) : ils ont utilisé 40 snapshots issus d'un calcul DNS ( $Re = 185$ ) pour définir la base modale de leur écoulement. Un très bon accord est obtenu à partir de 20 modes. Toujours pour un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds  $Re = 100$ , SIRISUP *et al* (2005) montre que dans le cadre d'une réduction de la simulation numérique directe par la POD permet d'obtenir un résultat précis, avec une réduction du temps de calcul de l'ordre de 80%. De plus, un tel modèle permet d'observer le comportement de l'écoulement de manière asymptotique.

SMITH *et al* (2002) ont à travers l'étude expérimentale par PIV du sillage dans un cylindre dans l'eau ( $Re = 125$ ) déterminé un modèle permettant avec un nombre restreint de modes (4 ou 8) de capturer la dynamique des tourbillons de l'écoulement.

Pour ce qui est des géométries plus complexes, l'application de la POD dans la recherche d'un modèle réduit du système a permis à EPUREANU *et al* (2000) de créer des modèles composés de 15 à 75 degrés de liberté qui permettent de prévoir avec précision la réponse instationnaire d'un système comportant près de 15000 degrés de liberté.

A travers l'ensemble de cet aperçu bibliographique, il apparaît que la majeure partie des travaux de modélisation d'écoulement instationnaire est relative à des simulations numériques concernant des nombres de Reynolds de l'ordre de 100 à 200. Il existe peu de travaux à l'heure actuelle concernant l'élaboration de modèles de bas ordre à des nombres de Reynolds plus élevés. Les études disponibles sont issues des analyses de données expérimentales faites par PIV. BEN CHIEKH *et al* (2004) a établi une approche de modélisation d'ordre 4 de la composante instationnaire déterministe présente dans le sillage d'une plaque plane (modélisation bidimensionnelle de l'écoulement). Le même type d'étude a été effectuée par VAN OUDHEUSDEN *et al* (2005) dans le sillage d'un cylindre de section carrée, présentant

les mêmes caractéristiques d'instationnarité à grande échelle périodique.

## 1.4 Cadre - Travaux menés pour ces recherches

L'objectif de ce travail est la modélisation d'un écoulement présentant une instationnarité. Une part importante a été accordée aux expérimentations en vue d'élaborer les bases de données nécessaires à ces recherches.

Après cette brève introduction, nous allons présenter, toujours dans cette partie, les bases mathématiques nécessaires à ce travail, avant de fournir une description globale de l'écoulement à l'aval d'un obstacle dans le cas du cylindre circulaire.

Une seconde partie est dédiée au travail expérimental. Nous y présenterons les différents dispositifs ainsi que les techniques de mesures qui ont été employées. Pour obtenir les informations sur la dynamique, il a été nécessaire de développer et de mettre en oeuvre une technique basée sur la Vélocimétrie par Image de Particules - PIV, que nous décrivons plus en détail au chapitre 5.5. Différentes confrontations et vérifications des mesures obtenues par ce nouveau protocole expérimental ont été faites avec d'autres techniques de métrologie.

Dans le dernier chapitre de cette partie, nous présenterons une description globale de l'écoulement de référence utilisé. Nous nous sommes attachés à explorer par différentes techniques de mesure (vélocimétrie par image de particules - PIV, vélocimétrie laser Doppler - LDV, anémométrie fil chaud) l'écoulement considéré afin d'en connaître la topologie, les propriétés statistiques ainsi que différentes informations sur la dynamique.

La dernière partie de ce mémoire est consacrée à l'élaboration d'un modèle de bas ordre en commençant par faire une étude de la décomposition en modes propres de notre écoulement de référence. Le chapitre suivant est axé sur la détermination d'un paramètre de phase du détachement tourbillonnaire par l'analyse des coefficients POD. Après ce travail nous établirons différentes modélisations de l'écoulement instationnaire en tenant compte d'une partie déterministe à grande échelle et d'une partie aléatoire. L'analyse des mesures expérimentales non résolues en temps va nous conduire à l'élaboration d'un modèle de reconstruction temporelle du champ aérodynamique instationnaire, en utilisant une troncature de la décomposition POD du champ de vitesse aux premiers modes de même type que celle proposée par BEN CHIEKH *et al* (2004) et VAN OUDHEUSDEN *et al* (2005). Nous ajouterons à ce modèle une partie aléatoire. Les résultats ainsi obtenus seront alors comparés avec des mesures expérimentales dans un dernier chapitre. L'objectif de ce modèle est de répondre aux différentes attentes citées précédemment, mais il doit surtout décrire la partie déterministe de l'écoulement, ainsi que retranscrire la partie aléatoire.

Enfin nous concluons ce travail en donnant les principales évolutions possibles de ce travail de recherche.

Ces recherches ont partiellement été soutenues financièrement par le CNRT R2A (Centre national de Recherche Technologique en Aérodynamique et Aéroacoustique), réunissant les industriels, à travers la collaboration des groupes PSA Peugeot-Citroën, Renault, et le CNAM, ainsi que les chercheurs et les universitaires.



# Chapitre 2

## Bases mathématiques

### 2.1 Grandeurs statistiques usuelles en un point

Les grandeurs analysées sont essentiellement les composantes de vitesse obtenue par différentes techniques de mesure. Nous utiliserons donc cette quantité afin de définir les outils mathématiques nécessaires dans notre travail. Pour des mesures de vitesse, l'analyse d'un ensemble  $U_i^{(k)}(\mathbf{x})$ ,  $k = 1..N$  de  $N$  échantillons statistiques indépendants de la composante  $U_i$  de la vitesse du fluide mesurée en un point  $\mathbf{x}$  comporte en premier lieu l'évaluation des moments statistiques que sont la moyenne et la variance des composantes de vitesse d'un phénomène statistiquement stationnaire. La moyenne est calculée classiquement par la relation :

$$\langle U_i(\mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N U_i^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (2.1)$$

Pour chaque réalisation  $U_i^{(k)}(\mathbf{x})$ ,  $k = 1..N$ , on définit alors la fluctuation :

$$u_i^{(k)}(\mathbf{x}) = U_i^{(k)}(\mathbf{x}) - \langle U_i^{(k)}(\mathbf{x}) \rangle \quad (2.2)$$

Pour le calcul de la variance de la vitesse on adopte les notations suivantes :

$$\sigma_{u_i}^2 = \langle u_i^2(\mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{N} \left\{ \sum_{k=1}^N [u_i^{(k)}(\mathbf{x})]^2 \right\} \quad (2.3)$$

### 2.2 Corrélations

L'étude des écoulements turbulents et instationnaires nécessite d'accéder à des grandeurs qui permettent de caractériser finement la turbulence à travers des grandeurs telles que le champ moyen et l'écart-type des fluctuations de vitesse, mais aussi par des paramètres tels que des échelles de longueur spatiales ou/et temporelles. Il existe des zones où les champs de vitesse présentent une certaine cohérence, notamment des zones tourbillonnaires. De telles zones sont qualifiées de structures. Pour faire ressortir cette cohérence spatiale d'un point de vue statistique, l'outil le plus simple est la corrélation en deux points.

Considérons deux variables aléatoires,  $f$  et  $g$  de moyenne nulle. Leur fonction de corrélation est  $\langle fg \rangle$ . Si  $f$  et  $g$  sont indépendantes, il apparaît que  $\langle fg \rangle = 0$ . Sinon, a priori,  $\langle fg \rangle \neq 0$  et satisfait  $|\langle fg \rangle| \leq \sqrt{\langle f^2 \rangle \langle g^2 \rangle}$ .



Cela suggère d'introduire le coefficient de corrélation  $R$  défini par :

$$R = \frac{\langle fg \rangle}{\sqrt{\langle f^2 \rangle \langle g^2 \rangle}} \quad (2.4)$$

et qui est borné.

Ainsi, si les deux variables aléatoires  $f$  et  $g$  sont indépendantes,  $R = 0$  et si les deux variables sont linéairement liées,  $|R| = 1$ . Pour  $R \neq 0$  et  $|R| \neq 1$ , on aura un certain degré de dépendance entre les phénomènes représentés par les variables aléatoires  $f$  et  $g$ .

### 2.2.1 Corrélation temporelle

Considérons des échantillons  $U_i^{(k)}(\mathbf{x})$  mesurés à des instants  $t_k$ , on peut évaluer l'auto-corrélation temporelle en un point  $\mathbf{x}$  :

$$C_{ij}(\mathbf{x}, \tau) = \langle u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x}, t + \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_i^{(k)}(\mathbf{x}) u_j^{(k)}(\mathbf{x}, \tau) \quad (2.5)$$

avec

$$u_i^{(k)}(\mathbf{x}) = u_i(\mathbf{x}, t_k) \text{ et } u_j^{(k)}(\mathbf{x}, \tau) = u_j(\mathbf{x}, t_k + \tau) \quad (2.6)$$

Le coefficient de corrélation temporelle en ce point est obtenu en normalisant par les écart-types :

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{\langle u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u_i^2(\mathbf{x}) \rangle \langle u_j^2(\mathbf{x}) \rangle}} \quad (2.7)$$

### 2.2.2 Corrélations spatiales et spatio-temporelles

La corrélation spatiale entre fluctuations de vitesse mesurées simultanément en deux points avec une séparation de  $\mathbf{r}$ , calculée au point  $\mathbf{x}$ , est définie par la relation :

$$C_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_i^{(k)}(\mathbf{x}) u_j^{(k)}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \quad (2.8)$$

La normalisation par les écart-types des signaux permet de calculer le coefficient de corrélation spatiale :

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = \frac{\langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle}{\sqrt{\langle u_i^2(\mathbf{x}) \rangle \langle u_j^2(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle}} \quad (2.9)$$

La corrélation spatio-temporelle s'obtient en décalant les échantillons statistiques temporellement et spatialement :

$$C_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, \tau) = \langle u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_i^{(k)}(\mathbf{x}) u_j^{(k)}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, \tau) \quad (2.10)$$

On en déduit le coefficient de corrélation spatio-temporelle suivant :

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, \tau) = \frac{\langle u_i(\mathbf{x}, t) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u_i^2(\mathbf{x}) \rangle \langle u_j^2(\mathbf{x}) \rangle}} \quad (2.11)$$

### 2.2.3 Métrologies existantes

Les fonctions de corrélations spatiales et spatio-temporelles dans un écoulement sont utilisées par certains modèles pour l'étude de la propagation des ondes acoustiques. Il importe donc de pouvoir accéder à ces dernières par voie expérimentale en configuration complexe.

Une telle analyse nécessite la mesure de la cohérence spatiale des différentes structures présentes dans l'écoulement. De telles mesures ont déjà été effectuées par anémométrie fil chaud (COMTE BELLOT & CORSIN (1971)), ou par anémométrie laser Doppler bipoint. BELMABROUK (1992) et BELMABROUK & MICHARD (1998) ont travaillé sur des mesures LDA bipoint afin de mesurer les échelles turbulentes de longueur dans un écoulement complexe et de déterminer l'échelle de Taylor. Des explorations de corrélation spatiale et spatio-temporelles ont été effectuées par KERHERVÉ ET AL (2004) dans un jet froid supersonique grâce à des mesures LDA en deux points.

Toujours dans le même objectif, mais pour obtenir l'ensemble de la cartographie des corrélations spatio-temporelles, CHATELLIER ET AL (2005) ont combiné une technique globale de mesure (PIV) avec une mesure ponctuelle (LDA ou fil chaud). L'intérêt de cette méthode hybride, est de tirer avantage de la résolution temporelle donnée par la mesure en un point, associé à la mesure globale dans un plan apportée par la PIV. Au cours de ce travail de thèse, nous avons mis au point une technique expérimentale dans le but d'obtenir les cartographies de corrélations spatio-temporelles, en n'importe quel point de la zone de mesure. Cette technique, présentée au paragraphe 5.5, est basée sur l'analyse de champs de vitesse obtenus par PIV.

Par la suite, l'analyse des tenseurs de corrélation de vitesse permet de donner les échelles intégrales de temps et de longueur dans la zone d'étude.

## 2.3 Décomposition orthogonale en modes propres

*La décomposition orthogonale en modes propres est une décomposition des données sur un ensemble de fonctions orthogonales choisies en fonction de leur représentation du phénomène. la décomposition permet, comme nous le verrons, de faire une analyse des données en restant proche des mécanismes physiques, ce qui n'est pas forcément le cas avec des décompositions de type Fourier. Cette méthode introduite par Lumley en 1967 est également connue en traitement du signal sous le nom de développement de Karhunen-Loève. Tenant compte des contraintes aux frontières du domaine de la zone d'étude, cette méthode rencontre un vif succès avec le développement des techniques permettant la connaissance de champs complets de vitesse en mécanique des fluides, aussi bien par voie numérique, par simulation de l'écoulement, ou expérimentale, à l'aide de systèmes PIV.*

*Cette méthode peut être une technique pour observer et définir les structures cohérentes présentes dans un écoulement. Nous utiliserons plutôt cette décomposition afin de découpler la partie spatiale de la partie temporelle dans un champ de vitesse, ce qui facilitera une modélisation de l'écoulement.*

### 2.3.1 Principe

Afin de présenter la méthode, considérons un ensemble de réalisation d'un champ de vitesse  $\mathbf{U}(x, y, z, t) = \mathbf{U}(\mathbf{X})$  dans un domaine  $S$ .  $\mathbf{X}$  représente les variables d'espace et de temps.

Définissons le produit scalaire suivant :

$$(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \sum_{i=1}^{N_c} \int_S U_i(\mathbf{X}) V_i(\mathbf{X}) d\mathbf{X} \quad (2.12)$$

avec la norme associée :

$$\|\mathbf{U}\| = (\mathbf{U}, \mathbf{U})^{1/2} \quad (2.13)$$

$N_c$  représente le nombre de composantes du champ de vitesse. En dimension 2, le produit scalaire s'écrit sous la forme :

$$(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \int_S U_x(X) V_x(X) dX + \int_S U_y(X) V_y(X) dX \quad (2.14)$$

Nous cherchons un ensemble de fonctions  $\phi$  donnant une base la mieux adaptée à l'ensemble de données  $\mathbf{U}(\mathbf{X})$ . Si nous considérons la projection du  $\mathbf{U}$  sur  $\phi$  :

$$\alpha = \frac{(\phi, \mathbf{U})}{(\phi, \phi)} \quad (2.15)$$

L'ensemble des fonctions  $\phi$  optimales sont celles qui maximisent la projection 2.15 sur la totalité de l'ensemble  $\mathbf{U}$ . Une étude variationnelle montre que trouver l'ensemble  $\phi$  revient à maximiser l'équation du second ordre, équation de Fredholm :

$$\int_S \langle U_i(\mathbf{x}) U_j(\mathbf{x}') \rangle \phi_j(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' = \lambda \phi_i(\mathbf{x}) \quad (2.16)$$

que l'on peut écrire également sous la forme, avec le tenseur symétrique des corrélations spatiales :

$$\int_S \mathbf{R}_{i,j}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \phi_j(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' = \lambda \phi_i(\mathbf{x}) \quad (2.17)$$

$$\mathbf{R}_{i,j}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \langle U_i(\mathbf{x}) U_j(\mathbf{x}') \rangle \quad (2.18)$$

La résolution de ce problème peut se faire en calculant les valeurs propres et les fonctions propres du tenseur de corrélation spatiale. Ce tenseur est symétrique, à coefficients réels, donc il est diagonalisable. Ainsi il existe alors un ensemble  $\phi$  unique, complet, infini et dénombrable de fonctions vérifiant l'équation 2.16.

Notons  $\phi^{(n)}(\mathbf{X})$  les fonctions propres issues de la diagonalisation du tenseur de corrélation spatiale, et  $\lambda_n$  la valeur propre associée. L'ensemble des valeurs propres est classé par ordre décroissant. Les fonctions propres sont choisies orthonormales :

$$(\phi^{(n)}, \phi^{(m)}) = \delta_{n,m} \quad (2.19)$$

Chaque champ de vitesse peut alors être décomposé sur la base des fonctions propres établies :

$$\forall i = 1..N_c, U_i(X) = \sum_n a_n(i) \phi^{(n)}(X) \quad (2.20)$$

Chaque coefficient  $a_n$  est obtenu par projection des champs  $\mathbf{U}$  sur le mode  $\phi^{(n)}$  :

$$a_n(i) = (\mathbf{U}, \phi^{(n)}) \quad (2.21)$$

Il est important de noter que ces coefficients sont décorrelés : en effet, ils vérifient l'égalité suivante :

$$\langle a_n a_p \rangle = \lambda_n \delta_{n,p} \quad (2.22)$$

Nous obtenons une décomposition adaptée aux problèmes de turbulence pour deux raisons :

- C'est une décomposition optimale de l'énergie cinétique contenue dans le domaine  $S$  :

$$\langle (\mathbf{U}, \mathbf{U}) \rangle = \sum_n \lambda_n \quad (2.23)$$

- On obtient une décomposition du tenseur de corrélation :

$$R_{i,j} = \sum_n \lambda_n \phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \phi_j^{(n)}(\mathbf{X}') \quad (2.24)$$

### 2.3.2 Méthode des snapshots

Dans le cas de la méthode directe, la dimension du système à résoudre est de taille  $(N_c \times M)^2$ ,  $N_c$  étant le nombre de composantes pris en compte, et  $M$  le nombre de point du maillage étudié. Cela peut poser des problèmes de résolution lorsque l'on s'intéresse à des maillages relativement raffinés.

SIROVICH (1987) a proposé une autre formulation de la décomposition en s'intéressant au tenseur  $\mathbf{K}$  défini par :

$$\mathbf{K}_{i,j} = \frac{1}{N} \int_D \mathbf{U}^{(i)}(\mathbf{X}) \mathbf{U}^{(j)}(\mathbf{X}) d(\mathbf{X}) \quad (2.25)$$

$\mathbf{K}$  représente la corrélation de deux réalisations de la vitesse  $\mathbf{U}$ . Les vecteurs propres  $\mathbf{V}$  de la diagonalisation du tenseur  $\mathbf{K}$  permettent d'obtenir les modes propres de l'écoulement, comme le donne la relation :

$$\phi^{(n)}(\mathbf{X}) = \frac{\chi^{(n)}}{\sqrt{(\chi^{(n)}, \chi^{(n)})}}, \quad \chi^{(n)} = \sum_{i=1}^N \mathbf{V}^{(n)} \mathbf{U}^{(i)}(\mathbf{X}). \quad (2.26)$$

Grace à cette méthode, le problème à résoudre est de dimension  $N$ , nombre de réalisations, ce qui permet de faire des économies de calcul importantes lorsque le nombre de champs instantanés à analyser est faible par rapport au nombre de points du maillage.



## Chapitre 3

# Cas du cylindre circulaire

*L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est un exemple classique des écoulements autour d'un obstacle. Sa principale caractéristique est l'allée de détachement tourbillonnaire qui se crée dans le sillage lorsque l'on dépasse la première bifurcation super critique (Hopf), et qui persiste pour des nombres de Reynolds très élevés. C'est un cas qui a été très bien documenté par de nombreux auteurs, mais qui reste encore aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches du fait de la simplicité de la géométrie considérée. Un ouvrage relativement complet sur le sujet est présenté par ZDRAVKOVICH (1997). Il est apparu intéressant d'observer l'écoulement dans ce cas avant de considérer notre géométrie, afin de se familiariser avec les phénomènes que nous serons amenés à interpréter.*

### 3.1 Décomposition de Hussain et Reynolds

Dans ce type d'écoulement, on note qu'il existe un phénomène pseudo périodique à grande échelle se développant dans le sillage. La simple décomposition de Reynolds de l'écoulement ne paraît pas adaptée à la problématique posée par cette géométrie. Il est plus judicieux de tenir compte dans les fluctuations du caractère quasi-périodique, qui peut être distingué de la composante aléatoire résiduelle. Cette décomposition du signal du vitesse a été proposée par HUSSAIN & REYNOLDS (1970) :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \quad (3.1)$$

$$= \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}''(\mathbf{x}, t) \quad (3.2)$$

$$= \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}''(\mathbf{x}, t) \quad (3.3)$$

Cette décomposition nous permet de séparer non seulement la composante moyenne  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  qui est invariante au cours du temps, mais aussi la composante fluctuante déterministe (périodique)  $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ , en ne laissant dans un dernier terme  $\mathbf{u}''(\mathbf{x}, t)$  que la partie aléatoire du champ de vitesse.

### 3.2 Description de l'écoulement - Types régimes existants

Typiquement, lorsque l'on dispose un cylindre dans un écoulement, les zones perturbées sont caractérisées par une variation locale de la vitesse en intensité, en direction et en temps. Il en résulte alors que la moyenne temporelle de la vitesse autour de l'obstacle peut être plus grande, égale ou inférieure à la vitesse de l'écoulement libre selon la zone que l'on considère autour du cylindre. Globalement, on note la présence d'une faible zone

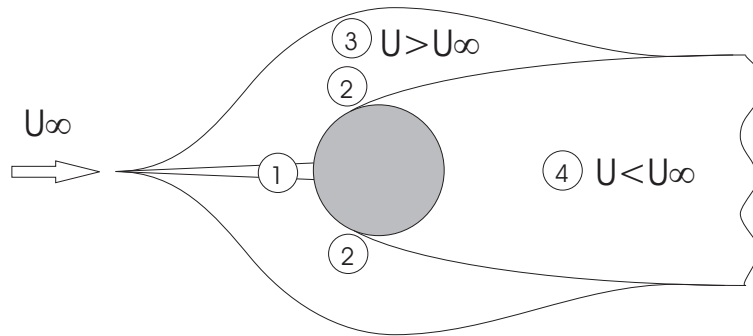


FIG. 3.1 – Schéma présentant les modifications de l'écoulement selon les régions autour du cylindre

où l'écoulement est retardé (Fig. 3.1 (1)), avec un point d'arrêt au niveau du cylindre sur l'axe de symétrie, deux couches limites se développant à la surface du cylindre (Fig. 3.1 (2)), de part et d'autre de l'axe de symétrie. De chaque côté (Fig. 3.1 (3)), il apparaît une région où l'écoulement est accéléré, du fait du déplacement du fluide par l'obstacle. Enfin, en aval du cylindre (Fig. 3.1 (4)), on note la présence d'un sillage, zone dans laquelle la vitesse est plus faible. Les phénomènes ayant fait l'objet de la plupart des recherches dans le cas d'un cylindre sont le sillage et les couches limites se développant en surface.

Derrière la notion de géométrie simple attribuée au cas du cylindre circulaire, il est important de rappeler que l'écoulement en aval de cet obstacle bidimensionnel évolue en fonction du régime étudié. L'obstacle est considéré comme bidimensionnel, car il présente une section constante suivant son envergure. De par cette caractéristique, l'écoulement est également bidimensionnel en moyenne, mais les structures qui se développent dans le sillage sont bien tridimensionnelles.

Afin de pouvoir caractériser l'écoulement présent autour de cylindre, il convient de considérer le paramètre sans dimension défini par Reynolds  $Re = UD/\nu$ , où  $U$  représente la vitesse caractéristique,  $D$  la dimension caractéristique de l'écoulement, et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Dans ce type de configuration, on utilise le diamètre  $D$  du cylindre comme dimension caractéristique. Selon la gamme de vitesse considérée, l'écoulement appartient à différents régimes et présente des transitions.

Passés les régimes visqueux, l'écoulement suit différents comportements qui ont amené les auteurs à définir des domaines de vitesse correspondant à des régimes d'écoulement avec des caractéristiques bien précises. Lors de l'observation de l'écoulement, la complexité des structures et des mécanismes rencontrés dépend à la fois du régime considéré, mais il est également conditionné par de nombreux autres paramètres. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer la caractéristique de l'écoulement incident (perturbation, intensité turbulente...), les caractéristiques du cylindre (rugosité, effets tridimensionnels introduits par les conditions aux extrémités du cylindre...), mais également la géométrie globale retenue pour l'expérience (rapport d'allongement défini par le ratio du cylindre sur son diamètre, rapport de confinement). Un dernier point qui commence à être étudié est la caractérisation tridimensionnelle de l'écoulement.

Une fois tous ces éléments analysés, on comprend la complexité de définir une classification exhaustive de l'ensemble des régimes existant dans une étude de ce type. Dans le cadre du cylindre circulaire, la classification adoptée par ZDRAVKOVICH (1997) permet de rendre compte des différentes étapes dans la transition entre l'écoulement laminaire et l'écoule-

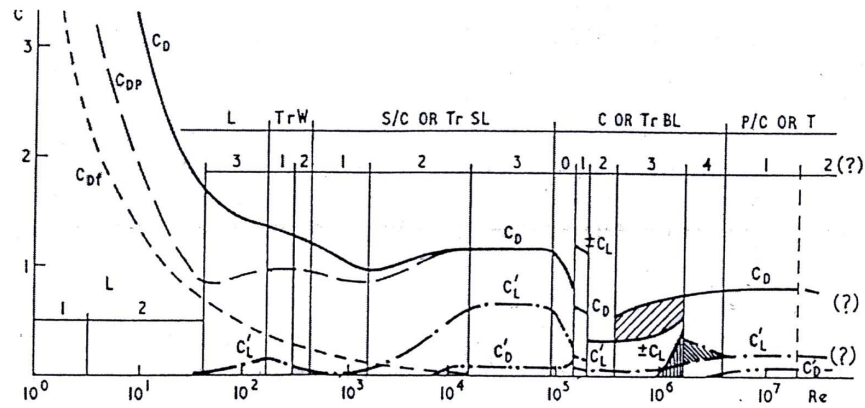


FIG. 3.2 – Variation des coefficients  $C_d$ ,  $C_{df}$ ,  $C_{dp}$ ,  $C'_l$  et  $C_{pb}$  en fonction du nombre de Reynolds ZDRAVKOVICH (1997)

ment turbulent. Nous utiliserons également la terminologie utilisée par cet auteur pour nommer les différents régimes, et en le rapprochant du cas du cylindre semi-circulaire. Cette classification est liée à l'évolution de différentes caractéristiques physiques, à savoir :

- le coefficient de traînée  $C_d$
- le coefficient de frottement  $C_{df}$
- le coefficient de résistance de pression  $C_{dp}$
- le coefficient de portance fluctuante  $C'_l$
- le coefficient de pression de base  $C_{pb}$ <sup>1</sup>.

La figure 3.2 permet de suivre les variations de ces grandeurs pour une large gamme de nombre de Reynolds. Les différentes analyses effectuées par de nombreux auteurs ont permis à ZDRAVKOVICH (1997) d'établir que la transition laminaire - turbulent n'est pas uniforme dans l'écoulement, et que plus le nombre de Reynolds est élevé, plus la transition s'effectue en amont.

La terminologie utilisée est donc basée sur la localisation de cette transition. En augmentant le nombre de Reynolds, nous passons donc par les régimes suivant : nous avons tout d'abord un écoulement pleinement laminaire (L - Laminar). Ensuite la transition laminaire - turbulent est localisée dans le sillage (TrW - Transition in the Wake) avant de remonter lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds au niveau des couches cisailées (TrSL - Transition in shear layers). Le régime suivant présente une transition au niveau du point de décollement des couches cisailées (TrS - Transition around the Separation). Ensuite la transition remonte dans les couches limites (TrBL - Transition in the Boundary Layer). Le dernier état (T - Turbulent) présente un écoulement complètement turbulent). Dans chacun des régimes précédents, il existe des états intermédiaires que nous ne décrivons pas ici.

Les différentes expériences seront réalisées pour des nombres de Reynolds allant de  $30k^2$  à  $50k$ . A ces valeurs de Reynolds, l'écoulement correspond à une transition dans la zone de mélange (TRSL) appelée parfois également état sous critique.

Cet état apparaît pour des gammes de Reynolds allant de  $350 - 400$  à  $100k - 200k$ . La

<sup>1</sup> $C_{pb} = (p_b - p_\infty)/(1/2U_\infty^2 \rho)$  où  $p_b$  représente la pression à la base du cylindre,  $p_\infty$  la pression à l'infini et  $U_\infty$  la vitesse de référence

<sup>2</sup>la lettre k signifie  $10^3$



transition à la turbulence se développe en trois phases distinctes :

- TrSL1 : correspond à l'apparition d'ondes de transition dans le zone de mélange ;
- TrSL2 : état précédant la transition vers la turbulence : des structures se forment le long de la zone de mélange de manière régulière ;
- TrSL3 : dans ce régime, la transition est immédiate et se situe au près du cylindre.

Comme nous le verrons par la suite, notre écoulement correspond au troisième régime décrit précédemment : la couche limite reste laminaire avant le point de décollement. Ce régime, en raison de la large gamme de nombres de Reynolds correspondante, est couramment rencontré dans des écoulements industriels. De ce fait, il a été l'objet d'études relativement approfondies.

### 3.3 Caractérisation de l'écoulement - Nombre de Strouhal

Le nombre de Stouhal est une grandeur sans dimension qui revêt une grande importance dans ce type d'écoulement, car il caractérise la fréquence de l'échappement tourbillonnaire et des structures dans le sillage. Le nombre de Strouhal est défini par :

$$St = \frac{fD}{U_\infty} \quad (3.4)$$

où  $f$  représente la fréquence de l'échappement,  $D$  est la dimension caractéristique de l'obstacle, et  $U_\infty$  la vitesse de référence. Il existe une loi expérimentale reliant les deux nombres sans dimension de Reynolds et Strouhal. Cette relation a fait l'objet d'études conséquentes par certains expérimentateurs (STROUHAL (1878)  $40k < Re < 514k$ , KOVASZNAY (1949)  $36k < Re < 100k$ , ITAYA & YASUDA (1961)  $50k < Re < 800k$ ). Toutes ces études ont de bonnes concordances dans la gamme de Reynolds couvert par le domaine TRSL3. On note toutefois une certaine dispersion des valeurs relevées du nombre de Strouhal, ce dernier reste compris entre 0.19 et 0.22 selon les auteurs. GERRARD (1966), grâce à l'étude successive du nombre de Strouhal au même nombre de Reynolds ( $Re = 11k$ ), a montré qu'il existe une répartition de la valeur mesurée. On peut en conclure que même si la valeur moyenne du nombre de Strouhal est constante pour le régime TRSL3, les valeurs instantanées du nombre de Strouhal, à un nombre de Reynolds donné, sont susceptibles de varier jusqu'à 10%.

### 3.4 Le décollement

L'écoulement incident est dévié par le cylindre et à ces nombres de Reynolds, l'écoulement décolle de la surface, en ce sens que la vitesse du fluide change de sens près de la paroi. Même si le type de géométrie laisse paraître un mouvement globalement bidimensionnel, les structures se développant dans le sillage sont tridimensionnelles. Une étude faite dans l'eau par MATTINGLY (1962) a démontré par une visualisation obtenue en relâchant un colorant à l'aval du cylindre, que la ligne de séparation à la surface de l'obstacle est ondulée et possède un caractère oscillant.

L'angle de séparation oscille au rythme de la création des structures à l'aval de l'obstacle. Pour des écoulements dont le nombre de Reynolds varie entre  $37k < Re < 65k$ , MAEKAWA & MIZUNO (1969) ont noté des oscillations entre  $78^\circ$  et  $90^\circ$ . Une étude effectuée par BALLENLEE & CHEN (1971), Fig. 3.3, donne les variations de l'angle de séparation moyen  $\theta_S$  mesuré par des films chauds. L'origine de l'angle est prise sur l'axe de symétrie du cylindre. Les vitesses utilisées couvrent le régime TRSL2 et le début du TRSL3. La valeur de l'angle  $\theta_S$ , initialement de  $91.7^\circ$  pour  $Re = 9.5k$ , décroît de manière régulière jusqu'aux environs

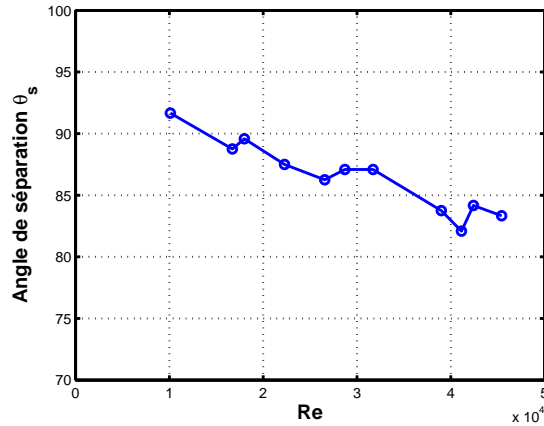


FIG. 3.3 – Angle de séparation en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre circulaire (BALENGEE & CHEN (1971))

de  $Re = 39k$  pour un angle de  $\theta_S = 83^\circ$  et reste vers cette valeur par la suite.

### 3.5 La zone de mélange

L'écoulement amont qui se décolle de la surface du cylindre crée juste au culot de celui-ci une zone de mélange (interface entre une zone de forte vitesse et une zone de faible vitesse due à la recirculation dans le sillage). MAEKAWA & MIZUNO (1969) ont procédé à une étude du signal enregistré par fil chaud dans cette zone. Leur étude a permis de montrer que la fine couche de cisaillement oscille latéralement au rythme de la formation des structures dans le sillage du cylindre. Plus en aval, la couche de mélange s'enroule pour entourer des structures de taille plus importante.

### 3.6 Sillage et structures tourbillonnaires

BÉNARD (1908) a été le premier à esquisser une description de la succession de structure observée derrière un cylindre déplacé dans l'eau. Cette étude était basée sur l'observation des remous visibles à la surface du liquide. KÄRMÄN (1911) introduit les premiers travaux sur la stabilité de ces tourbillons. La succession de ces structures dans un sillage laminaire est appelée allée tourbillonnaire de Kärman - Bénard dans la plupart des ouvrages de référence.

Le sillage présente une succession de tourbillons contrarotatifs se détachant du cylindre et de la zone de recirculation présente derrière celui-ci.

Lors du transport des structures turbulentes dans le sillage, celles-ci sont soumises à la viscosité. L'action constante de la viscosité contribue à une réduction du déficit de vitesse moyenne, à une diffusion de la vorticité et des fluctuations. De nombreuses études ainsi que différents modèles existent caractérisant ces phénomènes.

Dans notre travail, le domaine d'étude considéré est en amont de cette zone, au niveau de la recirculation, du point de décollement et dans le sillage dit proche.

Pour plus de précisions nous incitons le lecteur à se reporter à la synthèse très complète et largement documentée offerte par ZDRAVKOVICH (1997).



Deuxième partie

**Expérimentations**



---

Cette partie du manuscrit regroupe tous les aspects expérimentaux abordés au cours de ce travail de recherche, à savoir une description complète des méthodes de mesure, du dispositif expérimental mis en oeuvre ainsi qu'une présentation des résultats à l'issue des mesures. Un travail conséquent a été effectué afin d'obtenir des mesures PIV pseudo résolues en temps pour effectuer des mesures de corrélations temporelles dans un écoulement de vitesse relativement élevée dont le nombre de Reynolds varie de  $30k$  à  $50k$ . Pour cela, nous avons développé un système de mesure PIV en deux temps, qui par une synchronisation enregistre deux champs de vitesse à l'aide de deux systèmes PIV classiques.

Lors de l'élaboration de ce travail expérimental, notre source principale de données reste la mesure de champs instantanés par vélocimétrie par image de particules. Toutefois, nous nous sommes également attachés à obtenir une validation des différentes mesures en effectuant des comparaisons avec d'autres méthodes de vélocimétrie ponctuelles. Il est bien entendu que chacune des autres méthodes possède également des limitations, pour cela, nous nous sommes appliqués à les utiliser dans des zones adéquates. Une comparaison avec des mesures par anémométrie par fil chaud est présentée : on s'intéressera à la comparaison des statistiques obtenues le long de profils dans le sillage du cylindre, après les zones de recirculation. Une analyse similaire a été menée avec la LDV dans des zones présentant des structures plus fines, au niveau des recirculations, et des zones de mélanges issues des points de décollement du cylindre tronqué. Il apparaît clairement que les paramètres d'acquisition pour les mesures fil chaud et LDV d'une part, et PIV d'autre part diffèrent essentiellement au niveau de la fréquence d'acquisition, et du nombre d'échantillons statistiques. Nous parlerons également brièvement de la convergence statistique des résultats.

Au cours de ce travail, nous avons eu l'occasion d'établir un partenariat avec le laboratoire du LEA de Poitiers. Nous avons collaboré avec Messieurs C. Hoareau, J. Borée et P. Braud qui ont pris en charge l'analyse de l'écoulement par LDV.

Les différentes expériences ont pour but premier de fournir une base de données afin d'en effectuer l'analyse et de développer d'un modèle de reconstruction du champ de vitesse dans le cas d'un obstacle que nous établirons dans la partie III. Cependant, il est paru utile de présenter les résultats de ces méthodes d'investigation pour fournir une description plus complète de notre écoulement. Toute ces analyses reflètent également le travail expérimental qui a été mené au cours de ces recherches.



# Chapitre 4

## Dispositifs expérimentaux

*Dans ce chapitre, nous allons décrire les différents montages expérimentaux auxquels nous nous sommes intéressés afin de pouvoir étudier le mouvement du fluide derrière l'obstacle. Nous justifierons le choix d'une telle géométrie et nous donnerons les détails techniques du montage expérimental. Nous y présenterons également les principales caractéristiques des souffleries utilisées au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon (LMFA), et au Laboratoire d'Etude Aérodynamique de Poitiers (LEA).*

### 4.1 Géométrie étudiée

#### 4.1.1 Choix de la géométrie

Au cours de ce travail de recherche, nous nous sommes attachés à élaborer des bases de travail permettant l'analyse statistique par POD. Ce travail n'a de sens que sur un écoulement turbulent, marqué par un mouvement instationnaire périodique à grande échelle. L'outil de mesure principal a été la vélocimétrie par image de particule, car cette méthode permet d'obtenir la connaissance des champs instantanés de vitesse dans l'ensemble d'un plan. Ces enregistrements ont été complétés par des mesures par anémométrie laser Doppler ou par anémométrie par fil chaud selon les cas. Nous nous sommes donc attachés à choisir une géométrie en tenant compte des deux aspects présentés :

- obtenir un écoulement turbulent, mais marqué par un mouvement instationnaire périodique à grande échelle ;
- choisir un écoulement suffisamment simple pour se prêter aisément à un croisement de métrologie, fil chaud et PIV au LMFA , ainsi que PIV et LDV effectués par une équipe du LEA.

Dans une première étape, des mesures PIV résolues en temps ont été effectuées à l'aval d'un cylindre circulaire de diamètre  $D = 8mm$ . Cette expérience a été faite dans l'eau, à faible vitesse (avec des nombres de Reynolds variant de  $Re = 114$  à  $Re = 950$ ), afin de pouvoir obtenir une fréquence propre de l'écoulement à l'aval du cylindre inférieure à la cadence d'acquisitions PIV. Historiquement, ceci a constitué notre première expérience permettant d'obtenir une reconstitution temporelle basée sur l'analyse POD des champs instantanés. Bien que le nombre de Reynolds de cette expérience soit beaucoup plus faible que celles réalisées par la suite, et que la géométrie soit différente, cette expérience présente un intérêt majeur car elle constitue le seul cas nous permettant de suivre l'évolution temporelle de l'ensemble des paramètres auxquels nous nous intéresserons.



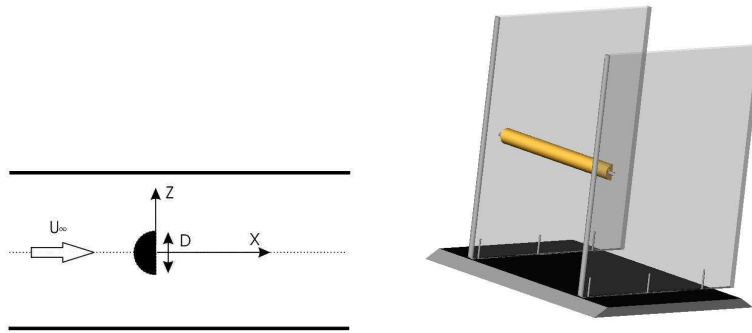


FIG. 4.1 – Schéma du cylindre tronqué et représentation 3D du montage expérimental

L'expérience acquise dans le croisement de métrologie nous a incité, après examen de différentes possibilités, à retenir un écoulement obtenu à l'aval d'un barreau circulaire bidimensionnel tronqué. Avec cette géométrie, le champ de vitesse dans le sillage du barreau est constitué d'un spectre large-bande qui traduit le caractère turbulent de l'écoulement, auquel se superpose un spectre de raies correspondant au mouvement périodique du détachement tourbillonnaire. Le choix de la géométrie, à savoir un barreau tronqué, a été motivé par le souhait de chercher à fixer la position du point de décollement par la géométrie, dans le cas où l'angle de séparation est supérieur à  $90^\circ$ . En effet, le point de décollement d'un écoulement se développant autour d'un barreau circulaire est très sujet à des fluctuations de position, et donc peu adapté à des expériences dédiées à la confrontation entre différentes techniques de métrologie, ainsi que la transposition de l'expérience d'une veine d'essai à une autre comme cela a été le cas au cours des différentes campagnes d'essai. A posteriori, il semble que cette mesure ait été insuffisante, et qu'il subsiste dans l'écoulement une séparation en amont de l'arête du cylindre. L'avantage de cette configuration est de privilégier un écoulement bidimensionnel en moyenne ; nous en effectuerons une mesure bidimensionnelle de deux composantes par PIV.

#### 4.1.2 Montage expérimental et définitions des notations

Le paramètre principal pour l'obstacle est son diamètre noté  $D$ . Concernant l'étude avec un cylindre tronqué dans l'air, le diamètre du cylindre est  $D = 25\text{mm}$ , son envergure est de  $L = 250\text{mm}$ . La géométrie étudiée est schématisée sur la Figure 4.1.

$X$  désigne la direction de l'écoulement incident,  $Y$  est parallèle à l'envergure du cylindre (direction d'homogénéité de l'écoulement), et  $Z$  est la direction principale d'inhomogénéité du sillage. L'origine du repère est prise au culot du cylindre, sur son axe de symétrie. Nous noterons par la suite,  $U$  la composante de vitesse selon  $\mathbf{e}_x$ ,  $V$  la composante de vitesse selon  $\mathbf{e}_y$  et  $W$  la composante selon  $\mathbf{e}_z$ .

Le barreau est maintenu au centre de la veine d'essai par deux montants en plexiglas transparents pour permettre un accès optique.

Dans le cadre des mesures à faible nombre de Reynolds, l'obstacle est constitué d'un cylindre circulaire de diamètre  $D = 8\text{mm}$  maintenu entre les deux parois latérales transparentes du canal à eau.

## 4.2 Veines d'essais

Ce travail a été l'occasion de développer une collaboration avec le Laboratoire d'Etude Aérodynamique (LEA) de Poitiers. C. Hoarau et J. Borée ont pris en charge l'ensemble des études LDV de l'écoulement. Deux séries d'expérimentation ont été effectuées dans des veines d'essai différentes, et à des vitesses de référence  $U_\infty$  différentes. Nous verrons au paragraphe 4.3 l'influence du nombre de Reynolds et du confinement dans les résultats.

Pour les expériences réalisées au LMFA, nous avons utilisé une veine d'essai de section carrée de  $400\text{mm}$  de côté. La soufflerie utilisée possède un taux de turbulence résiduelle inférieur à 0.1%. La paroi latérale de la veine d'essai est en verre pour permettre un accès optique pour la caméra. Le plafond est également muni au centre d'un accès optique afin d'obtenir l'éclairage d'un plan vertical pour les mesures de vitesse par PIV. Cependant il n'a été possible de réaliser des mesures que dans le plan médian de l'écoulement. Les principales caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.1. La veine d'essai est

TAB. 4.1 – Caractéristiques de l'écoulement

Diamètre du cylindre	$D = 25\text{mm}$
Vitesse amont	$U_\infty = 20\text{m.s}^{-1}$
Nombre de Reynolds	$Re = U_\infty D/\nu = 33330$
Fréquence du détachement tourbillonnaire	$f_0 = 185\text{Hz}$
Nombre de Strouhal	$St = fD/U_\infty = 0.225$

équipée d'un bras de mesure piloté par ordinateur, qui nous a servi à faire les mesures fil chaud. Ce bras est également équipé d'une sonde de Pitot (FURNESS) relié à un afficheur digital qui nous a permis de faire les étalonnages et de vérifier la vitesse incidente  $U_\infty$ .

En ce qui concerne les expériences réalisées au sein du LEA, les essais ont été réalisés dans la soufflerie EOLE. Cette dernière est de type Eiffel anéchoïque d'une section de  $400\text{mm} \times 400\text{mm}$  et sa gamme de vitesse varie entre  $10\text{m.s}^{-1}$  et  $40\text{m.s}^{-1}$ . La vitesse d'étude dans cette soufflerie est de  $U_\infty = 30\text{m.s}^{-1}$ . L'écoulement en sortie de veine possède un taux de turbulence faible (inférieur à 1 %).

Pour cette expérience la soufflerie est utilisée dans une configuration semi-guidée, i.e. l'écoulement est contraint sur les côtés par des joues et libre en haut et en bas. Le cylindre tronqué est positionné au milieu de la veine à environ 50 cm de l'entrée de la veine et à plus de 1.50 m du collecteur en aval. Des hublots en verre (épaisseur 4mm) sont aménagés dans les joues pour permettre les mesures optiques. Mais cette solution ne permet aucune mesure (ni en LDV ni en PIV) en amont du cylindre. Pour les mesures effectuées au LEA, même si cette fois-ci la configuration était favorable aux tests, il ne nous a pas été possible de réaliser des mesures dans des plans annexes pour tester le caractère bidimensionnel de l'écoulement. Il nous manque donc cette information pour comprendre les mouvements hors plan dans les zones de mesures.

La vitesse  $U_\infty$  de fonctionnement de la soufflerie a été réglée au départ grâce à l'utilisation d'un tube de Pitot (FURNESS) relié à un afficheur digital. Les vérifications de  $U_\infty$  au fur et à mesure des expériences n'ont jamais nécessité une correction de la vitesse de fonctionnement. Les principales caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.2.

TAB. 4.2 – Caractéristiques de l’écoulement dans la soufflerie EOLE

Diamètre du cylindre	$D = 25mm$
Vitesse amont	$U_\infty = 30m.s^{-1}$
Nombre de Reynolds	$Re = U_\infty D/\nu = 50000$
Fréquence du détachement tourbillonnaire	$f_0 = 270Hz$
Nombre de Strouhal	$St = fD/U_\infty = 0.21$

### 4.3 Étude de l’influence du nombre de Reynolds et du confinement sur l’expérience

Comme nous l’avons vu précédemment, cette expérience a été reproduite dans deux souffleries de conceptions différentes mais également à deux vitesses amont différentes. Nous pouvons nous demander quelles sont les influences du confinement sur l’écoulement, ainsi que l’incidence de la vitesse de référence.

Une comparaison dans une veine fermée et une semi-ouverte au même nombre de Reynolds nous a permis de constater que la topologie de l’écoulement reste très similaire avec néanmoins une survitesse plus élevée au voisinage du décollement dans le cas d’une soufflerie fermée. Cette différence provient du fait que l’écoulement reste influencé par la présence de la paroi qui est proche de la zone d’étude.

Une seconde étude non présentée ici a permis de vérifier la similitude de l’écoulement pour les deux vitesses de références utilisées. Il n’apparaît également aucune différence notable concernant la topologie de l’écoulement moyen et fluctuant à ces différents nombres de Reynolds.

### 4.4 Implantation de sondes de pression pariétale

#### 4.4.1 Discussion sur le type de sonde

Afin d’obtenir des informations sur les variations de pression au niveau de l’obstacle, nous avons procédé à la mise en place de capteurs de pression sur la maquette utilisée. Deux types de capteurs ont été testés. Nous avons le choix entre implanter des sondes déportées, constituées d’un tube capillaire dans le cylindre, au bout duquel est disposé un microphone à électret pour mesurer les fluctuations de pression, et implanter directement la capsule électret dans la maquette. Le premier montage présente l’avantage de permettre l’installation de plusieurs capteurs à la surface du cylindre. Cependant, les mesures de pression obtenues sont biaisées par la réponse mécanique de la sonde (propagation de la surpression dans le capillaire, et modification du signal par la géométrie de la sonde), dont on ne connaît pas précisément la fonction de transfert. Le deuxième type d’implantation permet de faire une mesure quasi directe de la pression, mais le capteur est difficilement implantable sur la maquette.

Les deux approches ont été testées. Après un premier essai avec deux sondes de pression déportées, une au niveau du point de décollement près de l’arête supérieure et l’autre sur la face aval du cylindre, il est apparu que ces sondes étaient mal adaptées pour effectuer des mesures PIV synchronisées sur le signal de pression : elles introduisent dans la mesure un retard de phase difficilement quantifiable. De plus, nous avons observé une variation des spectres de pression en fonction du temps lors de mesures synchronisées avec la PIV : les particules utilisées semblent obstruer les capillaires des sondes déportées et en modifient la réponse. Ne pouvant obtenir un spectre du signal relativement reproductible, nous avons

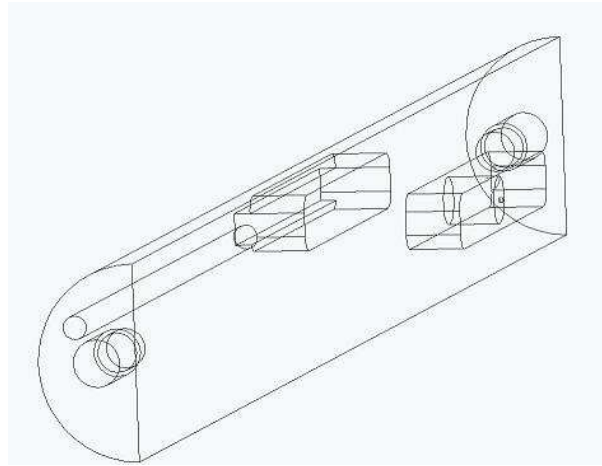


FIG. 4.2 – Schema du barreau et du porte electret

donc opté pour l'implantation dans la maquette d'un microphone à électret qui est moins sujet à ce type de problèmes.

#### 4.4.2 Mode d'implantation

Un capteur a été installé en montage affleurant sur la face aval du cylindre tronqué, dans le plan médian, et à une position  $Z/D = 0.16$ . La position du capteur est imposée par des considérations d'encombrement liées à ses dimensions. Pour cela, nous avons fabriqué un support servant à maintenir l'électret dans le cylindre tronqué. Cette pièce que l'on peut observer Fig. 4.2 est ensuite insérée dans le cylindre. Nous avons également évidé une partie afin de fournir un accès aux câbles d'alimentation du micro.

#### 4.4.3 Traitement et mise en forme du signal de pression

Le microphone à électret possède une bande passante de  $20 - 18000 Hz$ . Le signal analogique délivré par le capteur de pression est envoyé à un préamplificateur conditionnant le signal électrique issu du microphone, avec un gain en tension variable (de 1 à 10). L'enregistrement simultané du signal analogique de pression est effectué à une fréquence  $f_{acq}$  à l'aide d'une carte analogique installée dans un PC. Nous reparlerons plus en détails de la procédure de filtrage analogique et des signaux mesurés au paragraphe 6.9.1.



## Chapitre 5

# Techniques de mesure - Méthodes expérimentales

*Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'ensemble des techniques de mesures qui ont été utilisées, approfondies, et développées au cours de ce travail de thèse. Nous rappellerons également le principe de fonctionnement de ces techniques expérimentales. Ce chapitre est l'occasion de présenter les différentes méthodes mais aussi de décrire les méthodes d'analyses développées.*

*Nous étudierons également le post-traitement utilisé lors de nos expérimentations et aussi le développement d'une méthode d'analyse et de visualisation*

### 5.1 Mesures par un tube de Pitot

Nous utiliserons cette technique pour l'étalonnage des sondes fil chaud ainsi que pour vérifier la vitesse de l'écoulement incident au début de chaque expérience.

La mesure des pressions statiques et totales en un point donné de l'écoulement permet de connaître la vitesse locale du fluide, selon la formule 5.1 :

$$u = \sqrt{\frac{2(P_{totale} - P_{statique})}{\rho}} \quad (5.1)$$

Cette technique de mesure est facile à mettre en oeuvre, mais elle ne donne qu'une mesure moyenne en raison de l'inertie dans la ligne de transmission des pressions. Le sens ainsi que la direction de l'écoulement doivent être connus a priori.

### 5.2 Anémométrie par fil chaud

#### 5.2.1 Principe

L'anémométrie à "fil chaud" à température constante est une technique de mesure de la vitesse d'un écoulement de fluide basée sur la relation entre les variations de résistance d'un fil chauffé par effet Joule et celles de vitesse. Cette technique, mise en oeuvre par King depuis 1914, est utilisée soit à courant constant soit à température constante et repose sur le transfert de chaleur autour du fil chauffé par un circuit électrique. Pour cela, on place dans un écoulement un fil porté par effet Joule à une température supérieure à la température de cet écoulement. Il se produit alors un échange de chaleur par convection. Le fil est

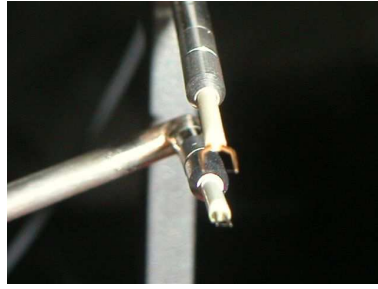


FIG. 5.1 – Photographie du système de mesure à deux fils chaud pour les mesures de corrélations spatiales

disposé dans un pont de Wheastone, et un asservissement permet de maintenir le fil à une température constante. On montre alors que la tension  $E$  délivrée par le dispositif est une fonction non linéaire de la vitesse efficace de refroidissement du fil suivant une loi du type :

$$E^2 = A + BU^n \quad (5.2)$$

ou  $n$  est proche de 0.5 en pratique.

### 5.2.2 Mesures

Afin d'effectuer un premier croisement métrologique, des mesures de vitesse ont été faites par fil chaud. Tous les fils chauds utilisés pour les essais sont constitués de sondes standards (filament en Wollaston), avec un fil de diamètre  $5\mu m$ ; la longueur active des éléments sensibles est de  $1mm$ . Deux campagnes d'essais ont été effectuées :

- une campagne destinée à caractériser le développement du sillage en aval du barreau ; les mesures sont faites à l'aide d'une sonde à un fil, dans le plan médian de la soufflerie, à trois distances à partir du culot du cylindre  $X/D = 3, 5$  et  $7$ . Les grandeurs mesurées sont les grandeurs usuelles, vitesse moyenne et écart-type de la fluctuation de la vitesse.
- une campagne destinée à obtenir des corrélations spatiales et spatio-temporelles. A cet effet, nous avons utilisé deux sondes à un fil. L'une des sondes est positionnée en un point fixe ( $X/D = 5, Z/D = 0.28$ ). L'autre sonde, mobile, est disposée sur un chariot de déplacement qui permet de faire varier la distance  $r_z$  suivant la direction  $Z$  entre les deux fils chauds. La précision du système de déplacement est de  $10\mu m$ . La Fig. 5.1 montre une photographie des deux sondes vues par l'amont. On devine sur la photographie les deux éléments sensibles situés entre les broches de chacune des sondes. La sonde inférieure est fixe et constitue le point de référence de la mesure de corrélation spatiale, la sonde supérieure est mobile.

## 5.3 Mesure de pression pariétale

Il existe de nombreux types de capteurs possédant des gammes de réponses variées. Nous ne parlerons pas ici des capteurs piezzo électriques, systèmes relativement précis. Un microphone permet d'obtenir une bonne information de la pression à l'endroit où est positionnée la cellule. Le capteur utilisé est un microphone à électret, dont la bande passante ( $20Hz - 20kHz$ ) couvre les fréquences contenues dans le phénomène observé.

L'électret se comporte en réalité comme un condensateur à capacité variable, que l'on insère dans un montage amplificateur. Typiquement, la sensibilité d'un tel montage est de l'ordre de quelques  $mV$  par  $Pa$ .

Dans le cas où il est difficile d'implanter de tels capteurs, il est possible de créer une sonde déportée : le capteur est positionné dans une cavité au bout d'un capillaire de diamètre  $d$  (diamètre interne  $d = 0.5mm$ ), et à une distance  $L$  de la prise de pression. Il se crée dans le capillaire un système d'ondes stationnaires dû aux variations de pression. Le couple de paramètres  $d$  et  $L$  est choisi afin de pouvoir positionner la cellule de mesure sur un ventre de surpression.

## 5.4 Vélocimétrie par Image de Particule - PIV

### 5.4.1 Principe

La technique de vélocimétrie par image de particule - PIV - permet la mesure globale d'un champ de vitesse instantané. C'est une technique intéressante, car étant non intrusive, elle ne modifie pas l'écoulement considéré. La vitesse est déduite du déplacement subi par un ensemble de particules-traceurs pendant un court intervalle de temps  $\delta t$ . Les particules sont supposées suffisamment petites pour avoir la même trajectoire qu'une particule fluide de l'écoulement. En général, les déplacements sont mesurés dans un plan  $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ , et les deux composantes de la vitesse des particules, donc du fluide, dans ce plan sont alors obtenues à partir de

$$\mathbf{u} = \frac{\delta x}{\delta t} \quad \mathbf{v} = \frac{\delta y}{\delta t} \quad (5.3)$$

La source laser (Nd :YAG) délivre une première illumination à un instant  $t$  et une deuxième illumination à l'instant  $t' = t + \delta t$ . Le faisceau est transformé en un plan lumineux à l'aide d'une lentille cylindrique afin d'éclairer la zone à étudier. Le plan possède en général une épaisseur de l'ordre du mm. Le plan lumineux est placé parallèlement à la direction de l'écoulement.

Les images des particules, enregistrées avec une caméra CCD -Charge Coupled Device, sont digitalisées en niveaux de gris. Une opération mathématique, l'intercorrélacion, permet alors d'en déduire le champ de vitesse, à l'aide d'une procédure décrite en détails dans le paragraphe 5.4.4.

### 5.4.2 Particules-traceurs

Les particules utilisées pour marquer l'écoulement ont en général un diamètre de l'ordre de  $1\mu m$ . Elles doivent être suffisamment petites afin de suivre l'écoulement, mais pas trop sinon le signal diffusé perd de son intensité.

Dans l'air, on utilise de la "fumée de spectacle" obtenue par un générateur de fumée ou des goutteltes d'huile vaporisées. Dans l'eau, les particules les plus couramment utilisées sont des billes solides (polystyrène, aluminium, verre ou granules) ou liquides (émulsion d'huile) ou encore de gaz (bulles).

La concentration en particules doit permettre d'avoir 10 à 20 particules par fenêtre d'interrogation et elle doit également être homogène sur tout le champ à étudier, du fait des moyennes spatiales effectuées sur les fenêtres d'interrogation.



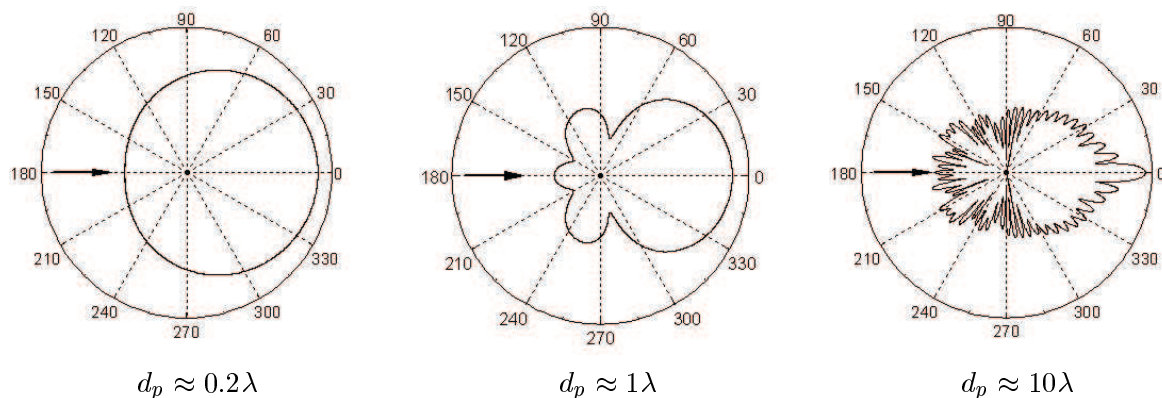


FIG. 5.2 – Représentation polaire de l'intensité de lumière diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour trois tailles caractéristiques de particules utilisées. L'intensité de lumière est représentée en échelle logarithmique.

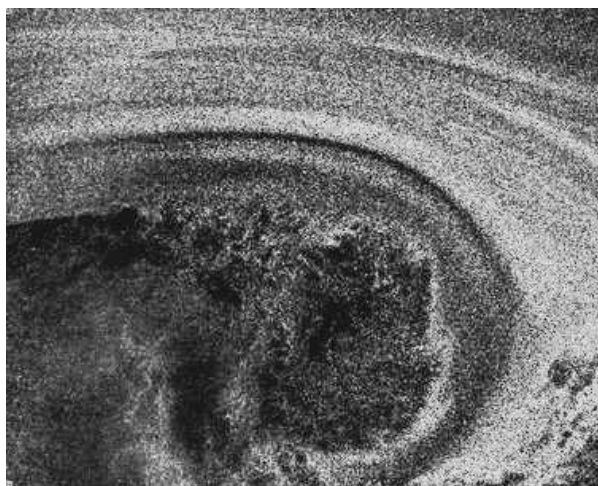


FIG. 5.3 – Exemple d'une image des particules enregistrée par la caméra au niveau du point de décollement pour un écoulement autour d'un cylindre semi-circulaire

Les photons qui illuminent les particules sont ré-émis par diffusion de Mie selon la répartition dans l'espace présentée Fig. 5.2, et on observe dans la mesure du possible perpendiculairement au plan éclairé.

### 5.4.3 Système d'illumination

Pour obtenir une bonne diffusion de la lumière, on doit utiliser une source assez puissante, dans notre cas une source laser à impulsion. Ce système de la société Quantel est un système Twins composé de deux lasers pulsés Nd :YAG. Les deux cavités en parallèle permettent de réaliser les écarts  $\delta t$  adaptés aux mesures souhaitées (Fig. 5.4 (A)).

Le système émet une paire d'impulsion laser à une longueur d'onde  $\lambda = 532nm$ , d'une durée de  $5.5ns$ , avec une fréquence de répétition de l'ordre de 10Hz. La puissance maximale d'une illumination est de 120mJ, mais il est possible de la diminuer, afin de ne pas avoir une illumination trop importante qui entraînerait une saturation sur l'image enregistrée.

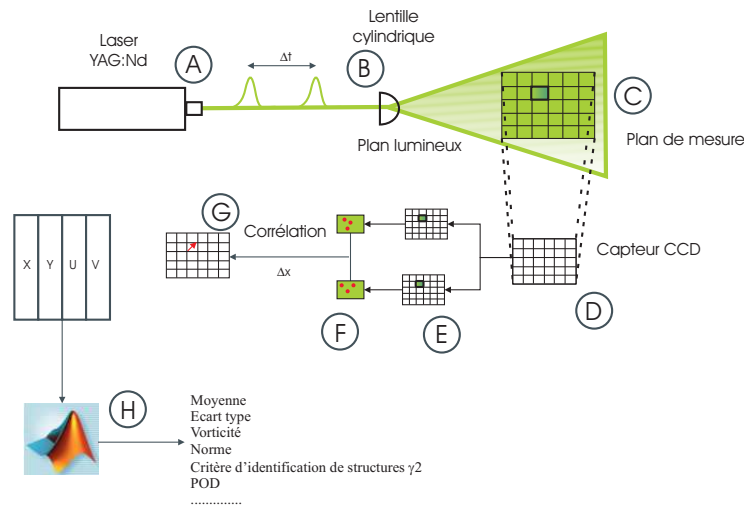


FIG. 5.4 – Planche schématisant l'ensemble du processus d'analyse lors d'une mesure de vitesse par PIV

La lumière est acheminée dans l'écoulement à l'aide d'un bras optique (succession de miroirs), au bout duquel est disposée une lentille cylindrique avec une divergence de  $14^\circ$  (Fig. 5.4 (B)) pour créer une nappe lumineuse (Fig. 5.4 (C)) couvrant la zone d'étude.

Le système d'illumination est piloté par un processeur gérant également l'enregistrement des images. Il est paramétrable avec le logiciel FlowManager (Dantec Dynamics).

#### 5.4.4 Acquisition des images et traitement

La caméra est équipée d'un objectif, et possède un capteur CCD (Charged Coupled Devices -dispositifs de couplage de charge - Fig. 5.4 (D)) ayant une résolution de 1280 par 1024 pixels. Les images sont enregistrées avec une caméra (PCO) synchronisée avec les tirs des lasers. Elles sont ensuite transférées à un ordinateur pour stocker les données et en effectuer le traitement.

Pour chaque mesure, le logiciel analyse une paire d'images (Fig. 5.4 (E)), chacune correspondant à l'illumination de l'écoulement par une des deux cavités laser. L'image est découpée en zones élémentaires, appelées zones d'interrogations (Fig. 5.4 (F)). Le déplacement des particules présentes dans cette zone - association des images aux instants  $t$  et  $t'$  - est obtenu par le calcul de la corrélation croisée des deux zones d'interrogations (Fig. 5.4 (G)). En effet, l'hypothèse de base de la PIV est que la vitesse de l'écoulement est uniforme sur la surface que représente la fenêtre d'interrogation.

La vitesse calculée au centre de la zone d'interrogation représente donc une moyenne spatiale de la vitesse des particules présentes sur la fenêtre. Une étape de validation est nécessaire afin de s'assurer de la continuité des vitesses obtenues. On obtient ainsi une valeur de la vitesse pour différentes zones de l'image initiale qui est analysée par la suite dans des programmes de post-traitement (Fig. 5.4 (H)).

La surface d'une fenêtre est typiquement de  $16^2$ ,  $32^2$  ou  $64^2$  pixels, ce qui physiquement correspond à des zones de quelques  $mm^2$  (la surface dépend du grandissement de la caméra). La vitesse est calculée avec un système itératif de corrélation adaptative. Cette technique

permet d'améliorer considérablement le rapport signal/bruit pour le calcul des fonctions de corrélation, en limitant le nombre de particules qui apparaissent ou disparaissent de la zone étudiée entre les deux images.

### 5.4.5 Origine des erreurs

Lors de l'utilisation de la PIV, on peut (BAILLY (2001)) citer 3 sources d'erreurs importantes :

- Le bruit de fond : il correspond au bruit dû aux capteurs et aux transformées de Fourier.
- La présence d'une vitesse perpendiculaire au plan d'observation : cette composante entraîne une perte d'image sur la deuxième vue enregistrée. Pour compenser ce phénomène, il faut soit diminuer  $\delta t$ , soit augmenter l'épaisseur de la tranche laser.
- L'existence d'un gradient de vitesse dans la fenêtre d'interrogation. On peut calculer numériquement l'incertitude apportée par le gradient : une incertitude de 1/10 pixel apparaît pour un gradient de 0.03 pixel/pixel. On peut utiliser des fenêtres d'interrogation de petites dimensions, lorsque la qualité des images est suffisante.

Concernant la première source d'erreur, il est nécessaire de travailler à partir d'images présentant la meilleure qualité possible afin d'obtenir un bruit de fond minimal. Dans certains cas relativement critiques, il est possible d'enlever une image moyenne afin d'améliorer le ratio signal / bruit.

Les erreurs de biais, en raison de la non bidimensionalité de l'écoulement, peuvent aussi dégrader la précision de la mesure PIV. Elles ne sont probablement pas aléatoires mais un bon réglage peut diminuer ces erreurs.

A cela viennent s'ajouter les erreurs de biais dues aux types d'analyses effectuées lors du traitement des données. L'une des plus importantes erreurs de biais associée à la PIV est le "peak locking" (ou pixel locking), le biais introduit dans la détermination du déplacement des particules vers les valeurs entières. Cet effet a peu d'influence sur la moyenne mais par contre peut en avoir beaucoup sur les fluctuations (NOGUEIRA ET AL. (2001)).

Le peak locking est dû au choix de l'algorithme sub-pixel, amplifié par la sous résolution de l'échantillonnage optique des images de particules ainsi qu'aux effets de bord de la fenêtre d'interrogation. L'effet de bord des fenêtres d'interrogation est source de peak-locking car les images de particules sont coupées sur les bords. Ceci ramène le déplacement vers zéro et en plus rompt la symétrie des images. WESTERWHEEL (1997) a montré que pour des images de particules de diamètres inférieurs à 1.5 pixel, un peak-locking existe. Idéalement, les images doivent être au moins égales à 2 pixels. En dessous l'estimateur sub-pixel ne peut pas déterminer correctement le déplacement sub-pixel de la particule.

L'algorithme sub-pixel de détection des pics est aussi source de peak-locking. Parmi les différents estimateurs sub-pixel, l'estimateur gaussien est meilleur que celui quadratique ou de centroid. Récemment, ROESGEN (2003) a montré que l'estimateur basé sur le théorème de Shannon (ou de Whitaker) minimise l'erreur de peak locking.

Dans notre cas, il est difficile de chiffrer la précision de la mesure de vitesse, car nous avons utilisé un logiciel commercial. Néanmoins, la principale source d'incertitude réside potentiellement dans l'interpolation sous-pixel. Si on se fie aux informations fournies par le constructeur, on peut estimer que l'algorithme fournit une mesure du déplacement des particules précise au  $1/10^\circ$  de pixel. L'incertitude sur le déplacement liée à l'interpolation subpixel dans chacune des zones d'étude est donnée dans le tableau Tab. 5.1. On constate que la zone amont est plus sujet à l'erreur d'analyse que les deux autres zones. Ceci vient de l'intervalle de temps utilisé dans l'analyse PIV. En effet, du fait des fortes valeurs ob-

TAB. 5.1 – Incertitude sur la vitesse liée à l’interpolation subpixel dans chacune des zones d’étude

zone	Amont	aval	Culot
$v_{sub} (m.s^{-1})$	0.825	0.231	0.249

servées au niveau du point de décollement, il a été nécessaire de diminuer l’intervalle de temps entre les deux images. Dans cette zone d’étude, l’erreur par rapport à la vitesse de référence est de l’ordre de 3%, alors que dans les deux autres zones, elle n’est que de 1.2%. Cette valeur est tout à fait acceptable pour la zone aval de l’écoulement dans le sillage. Cependant, concernant les deux zones proches de l’obstacle, cette valeur s’avère problématique dans les zones de basse vitesse de la recirculation. L’erreur est du même ordre de grandeur que les vitesses relevées proche de la paroi ; il convient donc d’interpréter avec précaution les valeurs indiquées dans cette zone.

Une étude faite sur les champs de vitesse instantané montre qu’il existe moins de 2% de vecteur aberrants dans l’analyse des images de particules par corrélation adaptative. Le critère utilisé est celui fourni par le logiciel commercial basé sur le module des composantes de vitesse.

## 5.5 PIV 2 temps

*Les cadences d’acquisition obtenues avec les systèmes commerciaux standards sont généralement trop faibles (quelques Hz) pour faire une mesure résolue dans le temps comme le permet la LDA ou le fil chaud, pour de nombreux écoulements instationnaires. L’objectif recherché étant, à défaut d’avoir en continu une mesure PIV résolue dans le temps, d’accéder à des mesures de couples de champs de vitesse séparés par un intervalle de temps  $\tau$  minimum d’environ  $100\mu s$  (ce qui correspond à une fréquence de  $10kHz$ ), nous avons exploré les solutions qui permettent d’accéder à cet objectif. Certains constructeurs de systèmes de mesure PIV proposent différentes approches basées sur des caméras rapides à capteur CMOS couplées à un système d’illumination composé d’un laser continu équipé de cellule de Pockels ou Yag :Nd. Ces différents systèmes ont actuellement des performances limitées : du fait des cadences souhaitées, la puissance des lasers est très faible. Les tailles des champs sont donc restreint afin d’avoir un éclaircissement suffisant. Les caméras (CMOS) permettent d’obtenir une image en pleine résolution jusqu’à une cadence de l’ordre de  $1kHz$ . Ceci permet une étude dans des gammes de vitesse de l’ordre de  $10ms^{-1}$ . Cependant, avec de telles caméras, le rapport signal/bruit reste encore peu favorable. La solution retenue consiste à*

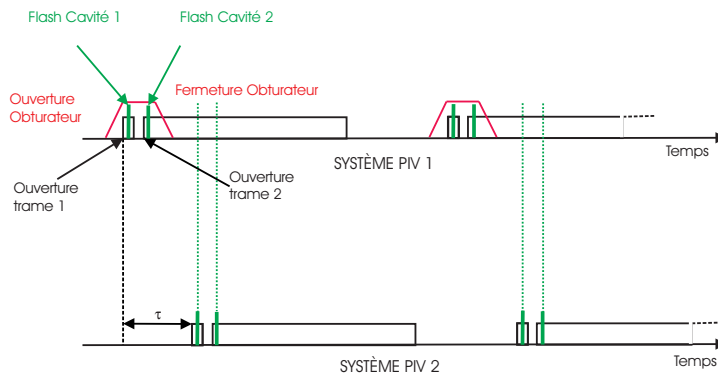


FIG. 5.5 – Chronologie des différents signaux de synchronisation lors des mesures en deux temps

*synchroniser deux systèmes PIV classiques, en décalant le deuxième système d'une valeur  $\tau$  imposée par le matériel.*

### 5.5.1 Principe de la mesure en deux temps

Le principe de la PIV en deux temps est introduit ici afin de pouvoir obtenir la mesure de couples de champs de vitesse proches dans le temps, sans avoir de système de PIV rapide.

Le montage utilisé pour la PIV en deux temps, analogue à celui présenté par GUIBERT *et al.* (2002) ou LINET *et al.* (2002), est obtenu par couplage de deux systèmes VIP classiques. L'illumination est assurée par deux système YAG :Nd illuminant la même zone de mesure en deux instants séparés d'un intervalle de temps  $\tau$  variable et la réception se fait par deux caméras visant la même zone de mesure.

Le chronogramme de la Fig. 5.5 présente les différents signaux de synchronisation pour effectuer une mesure en deux temps.

Afin d'obtenir des couples de champs de vitesse à des instants  $t$  et  $t + \tau$ , il est nécessaire de pouvoir déclencher le deuxième système PIV avec un retard  $\tau$  imposé. En particulier, il faut pouvoir à la fois déclencher la double illumination du deuxième laser avec le retard  $\tau$  et déclencher l'ouverture et la fermeture de la deuxième caméra avec le même retard.

Comme nous sommes intéressés à obtenir des valeurs minimales du décalage temporel  $\tau$  de l'ordre de  $100\mu s$ , le schéma montre clairement qu'en l'absence d'autre composant optique, le temps d'ouverture élevé de la seconde trame de la caméra (à savoir de l'ordre de  $120000\mu s$ ) conduirait à l'enregistrement des pulses du second laser sur cette trame. Afin d'éviter ces enregistrements parasites, on intercale entre l'objectif et le capteur CCD de la première caméra un obturateur (shutter) électro-optique. Cet obturateur n'autorise l'enregistrement de la lumière sur la première caméra que dans un créneau étroit centré autour des tirs laser 1 et 2 (créneau représenté en rouge sur la figure). L'obturateur possède un temps de fermeture de  $100\mu s$  (valeur fournie par le constructeur). Ceci est donc la plus petite valeur théorique de  $\tau$  que nous pouvons obtenir avec ce dispositif. En réalité, des tests ont montré que cette valeur minimale est probablement de l'ordre de  $70\mu s$ . La gestion de la synchronisation des signaux qui déclenchent les tirs laser et l'ouverture de la caméra est assurée par le logiciel.

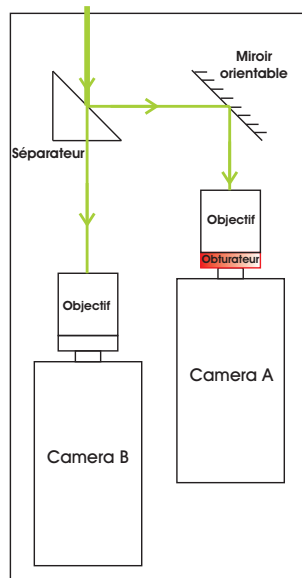


FIG. 5.6 – Schéma de principe de l'optique de réception

### 5.5.2 Système d'émission

La tranche lumineuse est obtenue en positionnant les deux lasers côte à côte. Le deuxième système laser est asservi au premier : les signaux de synchronisation des flash-lamp et des Q-switch des cavités du deuxième système d'illumination sont issus du premier système et sont retardés d'un temps  $\tau$  à l'aide de lignes à retard. La tête de sortie du premier système laser est positionnée de manière fixe et sert de référence pour le deuxième système d'illumination. Le deuxième système laser est positionné sur un système de table de déplacement micrométrique afin d'ajuster précisément la superposition des deux nappes issues des quatre cavités lasers. On obtient ainsi un système de quatre illuminations dans le même plan médian.

La superposition des tranches lumineuses a été raffinée en procédant et validées selon deux étapes successives. En premier lieu, l'enregistrement sur un papier photosensible des traces des quatre tranches lumineuses issues des quatre cavités laser dans la partie inférieure et la partie supérieure du champ de visé a permis d'ajuster la direction des nappes, ainsi que la superposition des tranches lumineuses sur l'ensemble du domaine considéré par la mesure. En second lieu, nous avons vérifié la qualité de la superposition par le coefficient de corrélation entre les deux champs de vitesse mesurés au même instant. Cette étape englobe également la vérification de la concordance entre les champs de visée des deux caméras, et sera présenté au paragraphe 5.5.3.

### 5.5.3 Système de réception

Ce dispositif Fig. 5.6 est similaire à celui traditionnellement utilisé pour faire des mesures simultanées PIV-LIF (vitesse-concentration) dans des écoulements diphasiques. Un séparateur de lumière répartit la lumière diffusée par les particules sur les deux caméras avec une intensité identique d'environ 50% sur chacune.

Chaque caméra est munie de son propre objectif. Un obturateur électro-optique est disposé sur le trajet des faisceaux lumineux qui pénètrent dans la première caméra. Avec

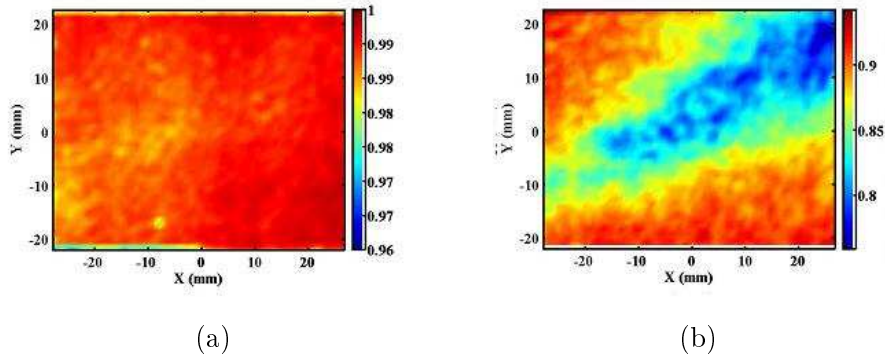


FIG. 5.7 – Cartographies du coefficient de corrélation pour  $\tau = 0$  et  $\tau = 100\mu s$  (a) et pour  $\tau = 0$  et  $\tau = 100\mu s$  (b)

ce dispositif relativement compact, les caméras sont disposées côte à côte ; le deuxième miroir de renvoi comporte des vis de réglage qui permettent d’optimiser la superposition des images enregistrées par chacune des deux caméras. L’enregistrement de l’image d’une mire calibrée, disposée dans le plan de mesure, montre qu’avec ce montage, les deux images peuvent être superposées en un temps très court avec une erreur inférieure à 3 pixels dans tout le domaine couvert par les capteurs CCD (soit  $1280 \times 1024$  pixels). L’erreur résiduelle provient soit des imperfections du montage mécanique, soit d’aberrations optiques introduites par les objectifs des caméras et l’obturateur. Des corrections sont ensuite apportées par logiciel afin d’obtenir des champs de vitesse définis sur un maillage commun.

L’un des aspects pénalisants de la solution avec diviseur de faisceau est la chute de l’intensité de la lumière diffusée, ce qui nécessite de travailler avec des puissances de laser assez élevées par rapport à une mesure standard. De plus la présence de l’obturateur absorbe une partie de l’intensité lumineuse pour la caméra A. Il en résulte une grande différence de luminosité entre les deux caméras du système de réception. L’utilisation de deux systèmes laser pour l’émission permet de palier en partie à ce problème en modulant les intensités respectives pour chacune des caméras afin d’équilibrer les contrastes.

Dans le but d’évaluer la pertinence du montage optique (émission et réception) et de la procédure de post-traitement, nous avons choisi de calculer le coefficient de corrélation dans un écoulement test constitué d’un jet turbulent. Le coefficient de corrélation entre deux champs de vitesse mesurés au même instant doit être identiquement égal à l’unité en tout point de l’écoulement. On constate Fig. 5.7 (a) qu’à l’exception de quelques points situés sur le bord du domaine de mesure, donc non significatifs, le coefficient de corrélation excède la valeur 0.99, ce qui est excellent. A titre indicatif, de telles valeurs sont presque impossibles à obtenir par fils chauds, car une distance trop faible entre les deux sondes induits des perturbations aérodynamiques d’un capteur sur l’autre, ce qui provoque une chute du coefficient de corrélation. Dès que  $\tau$  est non nul (5.7 (b)), on note une décorrélation du champ de vitesse essentiellement sur l’axe du jet.

#### 5.5.4 Traitement des données

La séquence d’analyse comporte 5 étapes. Tout d’abord, nous effectuons une corrélation adaptative du couple d’image d’une caméra avec des fenêtres d’interrogation dont la taille finale varie entre 32 et 16 pixels de coté, selon la qualité des images enregistrées. Suit

ensuite une vérification des échelles de vitesse mesurée : si un vecteur dépasse les limites fixées par l'utilisateur, le vecteur est ensuite remplacé par une moyenne pondérée des vecteurs voisins. Cette étape est intéressante pour déceler des zones où l'analyse n'est pas correcte. L'enregistrement préalable d'une mire calibrée fournit un modèle de coordonnées pour chaque point du capteur. En théorie, cette fonction permet de " détordre " (fonction de " dewarping ") une image si l'axe de la caméra n'est pas réellement perpendiculaire au plan illuminé. Dans le cas présent, nous nous servons de cette fonction principalement dans le but d'échantillonner le champ de vecteur de chaque caméra A et B selon le même maillage lors d'une dernière étape de traitement.

## 5.6 Vélocimétrie laser Doppler - LDV

### 5.6.1 Principe de fonctionnement de la LDV

La vélocimétrie laser à effet Doppler est l'une des techniques les plus modernes avec la PIV destinées aux mesures de la vitesse moyenne et ses fluctuations dans un écoulement contenant des particules traceurs. Les premiers essais expérimentaux avec cette procédure ont été effectués par CUMMINS & YEH (1964).

Cette technique décrite de façon détaillée par DURST (1976), se révèle bien adaptée à l'étude d'une zone de recirculation dans la mesure où elle permet, sans perturber l'écoulement, d'obtenir le sens, la fluctuation et le module d'une composante de la vitesse. Le principe de mesure repose sur l'effet Doppler, qui traduit la différence qui existe entre la fréquence d'un signal émis par une particule traceur qui possède un comportement analogue à la particule fluide qu'elle remplace, et celle recueillie par un photomultiplicateur fixe. Deux rayons lasers issus de la même source, sont focalisés par une lentille en un point de l'écoulement à étudier. Si on note  $f_0$  (longueur d'onde  $\lambda_0$ ) la fréquence des deux faisceaux de vecteurs unitaires  $\mathbf{e}_1$  et  $\mathbf{e}_2$  issus de la même source, alors les ondes émises par la particule de fluide passant dans le volume de mesure suivant la direction  $\mathbf{e}_p$  ont pour fréquences :

$$f_1 = f_0 + \frac{\mathbf{V}}{\lambda_0}(\mathbf{e}_p - \mathbf{e}_1) \quad (5.4)$$

$$f_2 = f_0 + \frac{\mathbf{V}}{\lambda_0}(\mathbf{e}_p - \mathbf{e}_2) \quad (5.5)$$

$\mathbf{V}$  représentant la vitesse de la particule de fluide en mouvement. Chacune de ces ondes peut être représentée par  $E_1 \sin(2\pi f_1 t)$  et  $E_2 \sin(2\pi f_2 t)$ . L'intensité de la lumière diffusée par les particules est :

$$E = (E_1 \sin(2\pi f_1 t) + E_2 \sin(2\pi f_2 t))^2 \quad (5.6)$$

$$= E_1^2 \sin^2(2\pi f_1 t) + E_2^2 \sin^2(2\pi f_2 t) + E_1 E_2 \sin(2\pi f_1 t) \sin(2\pi f_2 t) \quad (5.7)$$

Le photomultiplicateur qui recueille le réseau de franges formé par l'intersection des deux rayons laser, n'est pas sensible aux hautes fréquences  $f_1$ ,  $f_2$  ni à leur somme ( $f_1 + f_2$ ). D'où, l'intensité de lumière captée sera :

$$E = E_0^2(1 + \cos(2\pi t(f_1 - f_2))) \quad (5.8)$$



Avec  $E_1 = E_2 = E_0$ . La fréquence de battement ( $f_1 - f_2$ ) des ondes diffusées par la particule en déplacement dans le volume de croisement des deux faisceaux laser, notée  $f_D$ , est appelée "fréquence Doppler". Cette dernière est proportionnelle à la vitesse de la particule et indépendante de la direction de diffusion de la lumière :

$$f_D = \frac{\mathbf{V}}{\lambda_0}(\mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_1) \quad (5.9)$$

Connaissant l'angle  $\theta$  que forment les deux rayons incidents, la composante de vitesse de la particule dans un plan perpendiculaire à la bissectrice de cet angle est donnée par :

$$\mathbf{u} = \frac{f_D \lambda_0}{2 \sin(\theta/2)} \quad (5.10)$$

Les caractéristiques des particules traceurs sont identiques à celles utilisées en PIV et présentées au paragraphe 5.4.2. Pour une analyse de vitesse, le volume de mesure en LDV à une dimension caractéristique de l'ordre de  $200\mu m$  alors qu'en PIV elle est au mieux dans nos mesures de  $520\mu m$ . Une mesure LDV est plus locale que celle donnée par la PIV. Cependant, la différence majeure avec la PIV est qu'une mesure de vitesse par le système LDV est validée lorsque l'ont détecte le passage d'une seule particule dans le volume de mesure, alors que la PIV donne une vitesse résultant déjà d'une moyenne, des vitesses sur le volume des mesure, du déplacement le plus probable des particules présentes dans la zone d'analyse.

### 5.6.2 Description de la chaîne de mesure (Données LEA Poitiers)

Comme nous l'avons déjà mentionné, le choix des paramètres ainsi que l'ensemble de ces mesures ont été réalisées par le LEA de Poitiers (C Hoareau, J. Borée).

La chaîne de mesure LDV est composée d'un laser SPECTRA, les éléments optiques et de traitement sont de marque AEROMETRIC. La longueur focale utilisée est de  $500mm$ . Le système de mesure est utilisé en fausse rétrodiffusion : la réception du signal diffusé par les particules ne se fait pas selon le même axe que l'axe d'émission (ce qui correspond à une diffusion de la lumière et une mesure optimale), mais l'angle entre une tête d'émission et une tête de réception est d'environ  $15^\circ$ . La chaîne a été utilisée selon deux modes de fonctionnement au cours de cette étude :

- Des mesures en 1 point selon deux directions : La mesure des composantes de vitesses  $\mathbf{u}$  et  $\mathbf{w}$  au même point a permis la caractérisation du champ de vitesse en réalisant des mesures en différents lieux de l'espace. Dans le cas présent, le nombre d'échantillons par point est de 20000.
- Des mesures en 2 points selon une direction : la mesure de la composante de vitesse  $\mathbf{u}$  à 2 points de l'espace différents a permis la détermination des corrélations spatio-temporelles. Dans ce cas, le nombre d'échantillons est compris entre 25000 et 30000.

Chaque couple émission/ réception est monté sur un système de déplacement tridimensionnel afin de positionner avec précision le volume de mesure dans l'espace, à l'aval du cylindre tronqué.

Les paramètres de la chaîne de mesure LDV permettent l'estimation de la taille du volume de mesure. Celui-ci a la forme d'un ellipsoïde. Les caractéristiques, respectivement

TAB. 5.2 – Définition du volume de mesure LDV pour  $E = 1$ ,  $F = 500mm$ ,  $\theta = 20^\circ$ ,  $D_L = 1.4mm$

(Vert : $\lambda = 496.5nm$ ) (bleu : $\lambda = 496.5nm$ )			
Taille de l'ellipsoïde			
$\delta_x$	$229\mu m$	$\delta_x$	$220\mu m$
$\delta_y$	$226\mu m$	$\delta_y$	$217\mu m$
$\delta_z$	$1300\mu m$	$\delta_z$	$1248\mu m$
Caractérisation des franges			
$\delta_f$	$1.43\mu m$	$\delta_f$	$1.37\mu m$
$N_f$	160	$N_f$	160

la longueur  $\delta_x$  suivant l'axe  $x$ , la longueur  $\delta_y$  suivant  $y$ , la longueur  $\delta_z$  suivant  $z$ , le nombre de franges  $N_f$ , et distance interfrange  $\delta_f$  de cet ellipsoïde sont :

$$\delta_x = \frac{4F\lambda}{\pi ED_L \cos(\theta/2)} \quad \delta_y = \frac{4F\lambda}{\pi ED_L} \quad \delta_z = \frac{4F\lambda}{\pi ED_L \sin(\theta/2)} \quad (5.11)$$

$$(5.12)$$

$$N_f = \frac{8F \tan(\theta/2)}{\pi ED_L} \quad \delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (5.13)$$

où  $F$  représente la distance de focale,  $D_L$  le diamètre du faisceau laser à une intensité de  $1/e^2$ ,  $\theta$  l'angle de croisement et  $E$  le facteur d'expansion optique des faisceaux.

Toutes les caractéristiques concernant la taille du volume ainsi que le réseau de franges obtenu sont reportés dans le Tab. 5.2

La mesure la plus proche du cylindre est  $X/D = 0.08$  (soit  $2mm$ ). Le repérage dans l'espace du volume de mesure est effectué de manière empirique, en s'approchant au plus proche de l'arête supérieure du cylindre. L'erreur sur le positionnement est conditionnée par la précision des systèmes de déplacement qui est ici d'environ  $0.1mm$  soit  $0.004D$ .

En ce qui concerne l'ensemencement, nous avons utilisé le même type de particules que pour l'étude PIV (cf 5.4.2). Cet ensemencement a permis d'obtenir des fréquences moyennes d'échantillonnage assez importantes (de l'ordre de 10 à 30 kHz).

Les paramètres utilisés lors de l'acquisition sont les suivants : l'analyse par transformée de Fourier des burst est réalisée sur 128 échantillons. La plage de vitesse retenue va de  $-60ms^{-1}$  à  $60ms^{-1}$ . Pour une mesure, le nombre d'échantillons validés est de 20000 pour des mesures en un point des deux composantes, et entre 20000 et 30000 pour des mesures en deux points avec une composante.

A partir des mesures, différents traitements sont appliqués : la méthode de calcul des moments statistiques est soit une moyenne pondérée par le temps d'attente, soit une statistique d'ensemble. Ces estimateurs ne corrigent pas le biais issu de la corrélation vitesse

- fréquence de passage des particules et de l'ensemencement non homogène. Nous rediscuterons dans la partie 6.6.2 de l'avantage d'utiliser des estimateurs corrigés pour améliorer la qualité de la solution et sur le concept de convergence statistique de ces estimateurs. Les densités spectrales d'énergie sont calculées par l'algorithme de transformée de Fourier directe de la fonction d'autocorrélation. Les spectres présentés sont suffisants pour capter le phénomène d'instabilité basse fréquence, décrit dans la partie précédente, relatif au détachement tourbillonnaire dans le sillage ( $f_0 = 240Hz$  environ). A l'exception du traitement du point  $X/H = 1.2$  et  $Z/H = 0.5$  basé sur 100000 échantillons, tous les spectres ont été obtenus à partir de 20000 échantillons. Le lecteur constatera donc un niveau de bruit élevé dû à un nombre d'échantillons trop faible.

## 5.7 Convergence statistique des mesures

Dans le cadre des recherches avec le LEA, C. Hoareau et J. Borée ont établi les résultats suivant <sup>1</sup> sur la convergence statistique des mesures. Parmi les différences essentielles entre les données expérimentales obtenues par PIV, LDV et anémométrie par fil chaud résident :

- le nombre d'échantillons disponibles pour le calcul des grandeurs statistiques : 20000 en LDV, 409600 pour le fil chaud et 4000 échantillons pour la PIV ;
- les fréquences d'échantillonnage : 10 à 30kHz en LDV, 10kHz pour le fil chaud, 4Hz pour la PIV.

Pour un écoulement turbulent, l'estimation d'une grandeur moyenne d'un écoulement,  $\langle U \rangle$ , est fonction du niveau de turbulence local. Les erreurs maximales absolues  $E$  et relatives  $E_r$  dans l'estimation de cette moyenne sont données par :

$$E = \frac{Z_c}{\sqrt{N}} u' \quad E_r = \frac{Z_c}{\sqrt{N}} \frac{u'}{\langle U \rangle} \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

$Z_c$  correspond à l'indice de confiance accorder à l'estimation. Pour un indice de confiance de 95%,  $Z_c$  a pour valeur  $Z_c = 1.96$ .  $N$  correspond au nombre d'échantillons indépendants utilisés pour la statistique. Pour ce type d'écoulement avec des niveaux d'intensité turbulente très importants (valeurs moyennes proche de 0 et, ou variance très forte) l'estimation des grandeurs moyennes peut donc poser des problèmes si la convergence statistique des estimateurs n'est pas assurée. En écoulement turbulent, l'échelle de temps  $T$  est donnée par l'échelle intégrale temporelle qui est d'environ  $T \approx 4.10^{-3}s$  dans notre écoulement. Afin de disposer d'un critère d'indépendance sévère, on peut fixer que chacune des mesures se trouvent dans des lâchés tourbillonnaires différents.

Dans le cas de mesures LDV dont les fréquences moyennes d'échantillonnage au cours de ces essais ont varié de 5kHz à 25kHz le nombre d'échantillons indépendants satisfaisant le critère d'indépendance fixé, est respectivement entre 1008 et 202 échantillons sur 20000. Les mesures PIV quant à elles satisfont le critère retenu grâce à la faible cadence de mesure (4Hz). L'intervalle de temps entre deux mesures est largement plus grand que la constante de temps du détachement tourbillonnaire ou l'échelle de temps caractéristique de la turbulence. Il est à noter que ceci n'est valable que si la fréquence d'acquisition n'est pas une sous harmonique de la fréquence du détachement observé. Dans les différentes expérimentations, on peut considérer que les échantillons PIV sont naturellement décorrélés.

---

<sup>1</sup>Communication privée

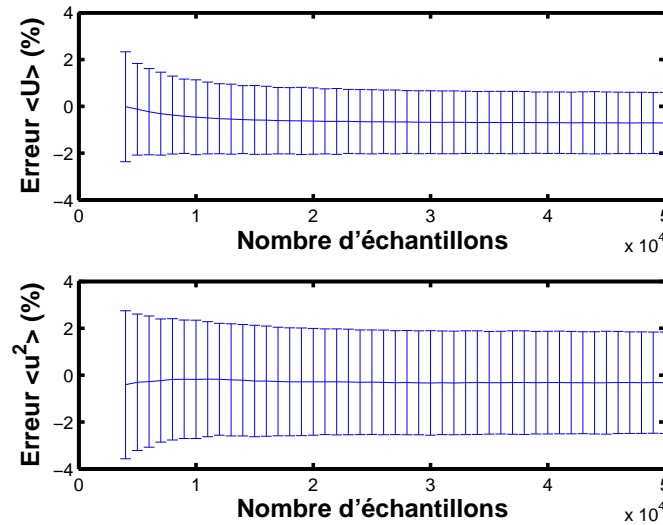


FIG. 5.8 – Convergence statistique de l’erreur relative pour la vitesse moyenne et la variance en fonction du nombre d’échantillons (mesures fil chaud)

Une analyse des mesures fil chaud a été entreprise, en effectuant des calculs statistiques sur des blocs dont le nombre d’échantillons est variable. Nous montrons sur la Fig. 5.8 l’évolution de l’erreur relative commise sur la mesure de la vitesse moyenne et de l’écart-type au point  $X/D = 5$  et  $Z/D = 0.28$  en fonction du nombre d’échantillons statistiques. La courbe montre, pour une taille fixée d’échantillons, la valeur moyenne obtenue sur l’ensemble des blocs de taille fixe ; les barres d’erreur sont représentatives de l’écart-type rencontré pour chaque taille d’analyse. Cette courbe montre qu’avec un nombre d’échantillons de l’ordre de 4000, on peut estimer la valeur moyenne avec une précision de l’ordre de 2% et l’écart-type de la fluctuation de vitesse avec une erreur relative inférieure à 3%.

Nous avons ensuite évalué l’effet du nombre d’échantillons et de la fréquence d’échantillonnage sur le coefficient de corrélation spatiale toujours au point  $X/D = 5$  et  $Z/D = 0.28$ . L’objectif est d’analyser, pour un nombre d’échantillons statistiques de 4000 (équivalent au nombre d’échantillons PIV), la disparité que l’on peut obtenir sur le coefficient de corrélation spatiale en fonction d’une part du choix du bloc de 4000 échantillons, et d’autre part en fonction de la fréquence d’échantillonnage. Le calcul a donc été entrepris en sous-échantillonnant les mesures fil chaud, jusqu’à une valeur de 833 Hz, pour tous les blocs de 4000 échantillons compatibles avec la fréquence de sous-échantillonnage. Les résultats sont présentés sur la Fig. 5.9.

Pour chaque valeur de la distance  $r_z$  entre les deux fils chauds, les barres d’erreur sont relatives de l’écart-type du coefficient de corrélation spatiale  $R_{uu}(r_z)$  suivant le choix du bloc de 5000 échantillons statistiques. L’examen de la figure montre que la disparité prévisible augmente avec la distance  $r_z$ , ce qui est tout à fait compatible avec l’idée intuitive que la caractérisation des grandes structures (valeurs de  $r_z$  élevées) nécessite un plus grand nombre d’échantillons statistiques. Par ailleurs, cette disparité diminue lorsque la cadence d’échantillonnage décroît, ce qui est également normal. En effet, à précision donnée, la diminution de la fréquence d’échantillonnage nécessite un nombre plus important d’échantillons à haute fréquence (c’est-à-dire lorsque deux échantillons successifs sont corrélés). Il

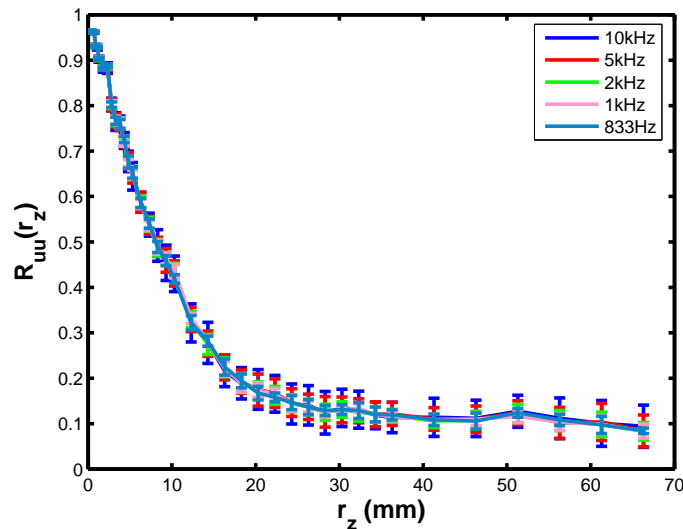


FIG. 5.9 – Influence de la fréquence d'échantillonnage sur le coefficient de corrélation spatiale (mesures fil chaud) au point ( $X/D = 5$ ,  $Z/D = 0.28$ )

aurait été intéressant de descendre à une fréquence de  $4Hz$ , mais nous ne disposons pas dans ce cas un nombre suffisant d'échantillons pour comparer.

Cette étude de convergence statistique nous donne une première idée de la disparité que l'on peut attendre sur une grandeur telle que le coefficient de corrélation spatiale, en fonction du degré de concordance auquel on peut s'attendre lors d'une confrontation entre fil chaud et PIV pour des grandeurs telles que des corrélations spatiales ou spatio-temporelles.

Les calculs de corrélations spatio-temporelles ont été effectués initialement à partir de 4000 échantillons PIV. La Figure 5.10 présente l'évolution de la fonction de corrélation lorsque l'on fait varier le nombre d'échantillons. L'acquisition des champs VIP est effectuée à une fréquence très faible ( $4Hz$ ) par rapport à la fréquence  $f_0$  et aux fréquences propres du champ turbulent. Les échantillons sont donc décorrélés. Cette étude montre en définitive, qu'un nombre d'environ 600 à 1000 échantillons est suffisant pour obtenir une allure satisfaisante de la courbe de la fonction  $R_{uu}((X/D = 5, Z/D = 0.28), r_x = 0, r_y = 0, r_z, \tau)$ . L'utilisation d'un nombre restreint, ce qui donne une erreur moyenne de 40% par rapport à la fonction obtenue par l'analyse de 4000 échantillons et qui peut monter à 100% en certains points. Un nombre inférieur d'échantillons dégrade l'allure du profil et introduit des erreurs en moyenne de 80%.

## 5.8 Influence du post-traitement des mesures de vitesse par PIV

*Dans ce paragraphe, nous allons essentiellement discuter des modifications engendrées par l'ensemble des étapes d'analyses utilisées dans le processus de post traitement en PIV. L'influence du paramètre principal, à savoir la taille de la fenêtre d'analyse PIV, sera discutée au paragraphe 6.8.2 et comparée aux dimensions caractéristiques de l'écoulement.*

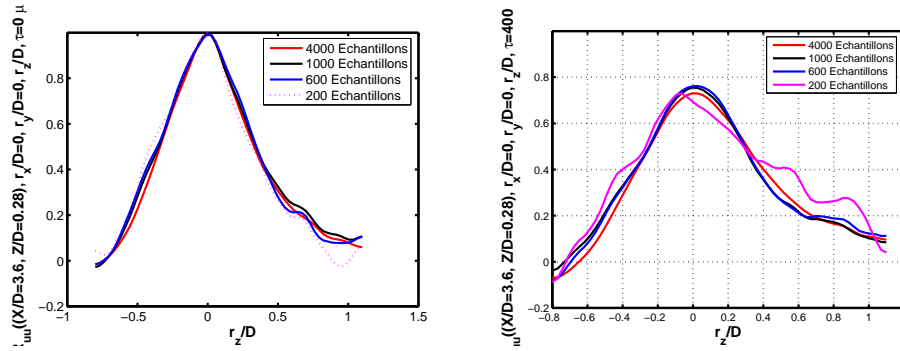


FIG. 5.10 – Evolution des profils de  $R_{uu}((X/D = 3.6, Z/D = 0.28), r_x/D = 0, r_y/D = 0, r_z/D, \tau)$  pour  $\tau = 0\mu s$  et  $\tau = 400\mu s$  en fonction du nombre d'échantillons PIV enregistrés

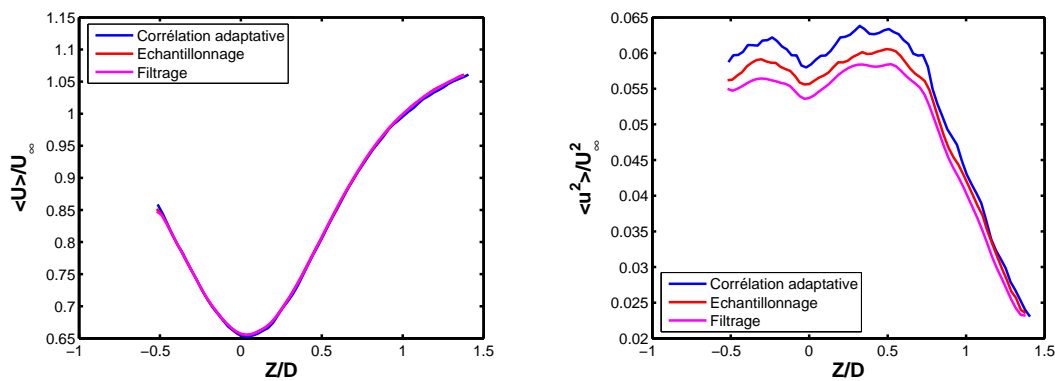


FIG. 5.11 – influence des étapes d'analyses PIV sur la mesure de la vitesse : profils de vitesse moyenne (à gauche) et de l'écart-type (à droite) après une analyse par corrélation adaptative, une étape de redressement/ ré-échantillonnage et un filtrage du champ de vitesses

Les algorithmes d'analyse d'images enregistrées avec le système de mesures comprennent plusieurs étapes après le calcul de vitesse et qui modifient, même légèrement, les valeurs enregistrées. Le premier point est la taille de la fenêtre d'interrogation, qui doit être adaptée à la fois la zone observée, mais également aux conditions d'expérimentation. Après avoir fait la recherche de la valeur du vecteur vitesse dans une fenêtre d'analyse élémentaire, on effectue une validation de la valeur trouvée sur un critère de comparaison avec une valeur limite, qui conduit, dans le cas d'un vecteur rejeté, à un remplacement par une moyenne pondérée des voisins. Ce processus introduit donc localement un lissage des valeurs enregistrées. De plus, dans le cas des mesures en deux temps, nous avons utilisé un processus de calibration automatique, qui associe chaque pixel de l'image à une position repérée par l'enregistrement d'une mire calibrée associée à un processus de ré-échantillonnage du champ de vitesses sur un maillage unique des champs de vitesses issus des deux caméras. L'interpolation utilisée dans ce cas est bi-linéaire. Dans certaines expérimentations, nous avons aussi éliminé un peu de bruit résiduel en effectuant un filtrage spatial ( $3 \times 3$ ). Nous allons donc voir quelle est l'influence de ces différents traitements sur les valeurs brutes obtenues par corrélation adaptative.

Les comparaisons présentées ont été relevées dans le sillage en aval, à une distance

$X/D = 5$ . L'analyse PIV est faite avec une fenêtre d'interrogation de 32 pixels de côté soit un rapport  $\delta_x/D = 0.185$  ( $\delta_x = 1.48mm$ ). L'influence des différents algorithmes n'est significative que sur les écarts-types enregistrés, comme le montre la Fig. 5.11. L'introduction d'un processus d'analyse permettant de corriger les déformations d'enregistrement, et de rééchantillonnage selon un maillage régulier introduit un biais inférieur à 2.5%. Une erreur plus importante apparaît si on effectue un filtrage du champ de vitesse enregistré : l'erreur est de l'ordre de 6%.

## 5.9 Critère de visualisation de structures cohérentes : La fonction indicatrice $\Gamma_2$

La majorité des travaux disponibles dans la littérature pour l'identification de structures tourbillonnaires repose sur une démarche qui consiste le plus souvent à calculer en tout point de l'écoulement une fonction indicatrice, généralement liée au champ de vitesse et éventuellement au champ de pression. Ensuite, par un processus de seuillage, il est possible de déterminer les points situés à l'intérieur ou sur la frontière d'une structure tourbillonnaire.

Cependant la question de la définition d'une structure tourbillonnaire reste délicate à répondre puisqu'il n'en existe pas de définition objective et rigoureuse. On trouve dans la littérature un grand nombre de critères : maximum de vorticité, hélicité, critères Q, critère ( $\Delta$ ), corrélations avec des formes analytiques de tourbillons...

Les trois critères les plus communément utilisés dans la littérature sont les critères Q,  $\Delta$  et  $\lambda_2$ . CHONG *et al* (1990) étudient le tenseur de gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u}$  dans le cas incompressible. En un point donné, ces auteurs étudient le comportement local des lignes de courant au voisinage du point considéré, dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de ce point. Le coeur du tourbillon correspond à la zone dans laquelle les valeurs propres de  $\nabla \mathbf{u}$  sont complexes. En exprimant l'équation caractéristique de  $\nabla \mathbf{u}$  on a :

$$\sigma^3 - P\sigma^2 + Q\sigma - R = 0 \quad (5.16)$$

Dans le cas d'un écoulement incompressible, P, Q et R sont les trois invariants de  $\nabla \mathbf{u}$  définis par :

$$\begin{cases} P &= u_{ii} &= 0 \\ Q &= \frac{1}{2}(u_{ii}^2 - u_{ij}u_{ij}) &= -\frac{1}{2}(u_{ij}u_{ij}) \\ R &= Det(u_{ij}) \end{cases} \quad (5.17)$$

On a alors, d'après la définition établie, une zone tourbillonnaire lorsque le discriminant ( $\Delta$ ) du polynôme caractéristique est positif, soit :

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2 > 0 \quad (5.18)$$

En analysant la topologie des lignes de courant dans un référentiel se déplaçant à la vitesse locale de l'écoulement, HUNT *et al* (1988) définissent l'intérieur d'une structure tourbillonnaire par la relation  $Q > 0$ , avec la condition supplémentaire que la pression présente un minimum local dans cette zone.

JEONG & HUSSAIN (1995) proposent une autre définition : l'intérieur d'une structure tourbillonnaire est caractérisée par la condition  $\lambda_2 < 0$  où  $\lambda_2$  est la deuxième valeur propre du tenseur  $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$ ,  $\mathbf{S}^2$  et  $\mathbf{\Omega}^2$  désignant respectivement les parties symétriques et antisymétriques du tenseur des gradients de vitesse.

L'article écrit par DUBIEF *et al* (2000) porte sur l'étude du critère Q dans un écoulement turbulent, ainsi qu'une comparaison avec d'autres méthodes (minimum de pression, forte vorticité, et le critère  $\lambda_2$ ) dans différents écoulements turbulents. Du fait de leur similitude, dans l'ensemble des expériences, les critères Q et  $\lambda_2$  donnent des résultats équivalents dans des écoulements bidimensionnels à divergence nulle. Il apparaît dans cette étude que le problème majeur d'utilisation du critère Q reste la détermination de la valeur seuil du critère.

L'étude présentée par CUCITORE *et al* (1999) traite de l'efficacité et des limitations des critères locaux dans l'identification de structures. Les critères testés sont ceux de CHONG *et al* (1990), HUNT *et al* (1988) et JEONG & HUSSAIN (1995). Ces trois critères sont basés sur l'analyse du tenseur de gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u}$ . Les auteurs notent qu'une structure tourbillonnaire doit posséder deux propriétés :

- Une forte vorticité.
- Les caractéristiques géométriques du vortex doivent être invariantes par changement de référentiel galiléen.

Pour un écoulement plan incompressible, les deux conditions  $Q > 0$  et  $\lambda_2 < 0$  sont strictement équivalentes. La formulation analytique de ces fonctions est parfaitement établie en dimensions 2 et 3, pour des écoulements incompressibles. Par ailleurs, les critères proposés ci-dessus font appel au gradient de vitesse, et sont donc purement locaux. Or ceci pose plusieurs problèmes :

- Lors du traitement de données expérimentales, il n'est pas aisé d'évaluer avec précision le gradient de vitesse dans le cas d'un rapport signal/bruit localement élevé.
- L'identification de structures grandes échelles dans une turbulence petite échelle n'est pas aisée. En effet, la forte intermittence du gradient de vitesse due à la turbulence donne, lors de l'application de ces critères, des frontières peu nettes.

L'utilisation de la VIP donne une coupe bidimensionnelle d'un écoulement généralement tridimensionnel qui est supposé incompressible dans le cadre de ce travail. On obtient alors des champs de vitesse 2D avec une divergence non nulle dans le plan observé. Ces critères ne permettent pas l'analyse correcte, puisque les formulations ont été établies seulement dans le cas d'un écoulement à divergence nulle. Afin de s'affranchir de ces inconvénients, un nouveau critère d'identification de structures est recherché, ayant :

- Une formulation locale (gradients de vitesse) ou non-locale.
- Un caractère adimensionnel pour pouvoir identifier un tourbillon indépendamment de son intensité.
- Une prise en compte de la divergence non nulle du champ de vitesse.

Pour visualiser les structures tourbillonnaires, nous utilisons une fonction indicatrice  $\Gamma_2$  définie par GRAFTIEAUX *et al* (2001), calculée en chaque point de l'écoulement par la relation :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{S} \int_S \sin(\theta) ds \quad (5.19)$$

$S$  est un cercle de rayon  $R$  et de centre  $\mathbf{x}$  et  $ds$  un élément de surface. La définition de GRAFTIEAUX *et al* a été modifiée en définissant  $\theta$  comme étant l'angle formé entre  $\mathbf{x}' - \mathbf{x}$  et  $\mathbf{u}(\mathbf{x}') - \mathbf{u}(\mathbf{x})$ . Cette fonction indicatrice a clairement une formulation non locale, puisque l'on effectue une intégration sur un domaine proche du point analysé. Si on fait tendre la surface de la zone d'intégration vers 0, il est possible de calculer la valeur de l'intégrale



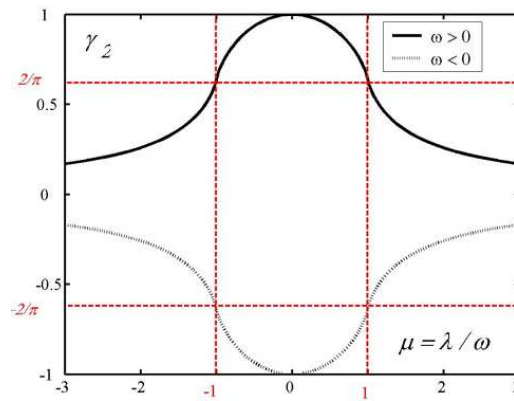


FIG. 5.12 – Variation de la fonction  $\gamma_2$  en fonction du rapport  $\mu$  entre le taux de déformation et le taux de rotation

correspondante, comme l'ont montré les travaux de FAVELIER (2002) et de MICHARD & FAVELIER (2004). Dans le cas d'une surface d'intégration circulaire, si le rayon tend vers 0, la fonction indicatrice  $\Gamma_2$  admet une limite, notée  $\gamma_2$  qui, dans le cas d'un écoulement bidimensionnel et à divergence non nulle dans le plan étudié s'écrit :

$$\gamma_2 = \frac{1 \operatorname{signe}(\omega)}{\pi \sqrt{1 + \eta^2}} \left[ (1 - |\epsilon|)F \left( \frac{2\sqrt{|\epsilon|}}{1 + |\epsilon|} \right) + (1 + |\epsilon|)E \left( \frac{2\sqrt{|\epsilon|}}{1 + |\epsilon|} \right) \right] \quad (5.20)$$

avec

$$\epsilon = \frac{\mu}{\sqrt{1 + \eta^2}} \quad , \quad \mu = \frac{\lambda}{\omega} \quad , \quad \eta = \frac{e}{\omega} \quad (5.21)$$

$\lambda$ ,  $\omega$  et  $e$  représentent respectivement un taux de déformation, un taux de rotation et taux de dilatation (qui représente la divergence du champ de vitesse dans le plan de mesure).  $F$  et  $E$  désignent les intégrales elliptiques complètes du premier et du second ordre. Dans le cas d'un écoulement à divergence nulle, une structure tourbillonnaire est alors définie comme une région où la fonction sans dimension  $\gamma_2$  vérifie  $2/\pi \leq |\gamma_2| \leq 1$  (Fig. 5.12). La valeur seuil  $2/\pi$  permet donc d'identifier toutes les structures présentes dans l'écoulement, indépendamment de leur intensité.

Lors de la mesure de champs de vitesse effectuée par PIV dans un plan, la divergence du champ de vitesse dans ce plan n'a aucune raison d'être nulle. Les relations précédentes montrent que la divergence du champ de vitesse peut être prise en compte dans le compte de la fonction indicatrice. Cette procédure de détection de structures tourbillonnaires devient néanmoins délicate lorsqu'elle est appliquée au post-traitement de mesures effectuées par PIV, du fait qu'elle repose entièrement sur une estimation locale des gradients de vitesse ; elle est donc soumise au bruit de mesure de ces grandeurs. La formulation non-locale est donc souvent préférable.

## Chapitre 6

# Présentation de l'écoulement

*Dans ce chapitre, nous allons présenter l'écoulement se développant à l'aval du cylindre tronqué, dans 3 zones distinctes. Nous emploierons les techniques de mesures adaptées à chaque zone nous permettant de réaliser une description de l'écoulement ainsi qu'un croisement de métrologie nécessaire à la validation de nos mesures. Dans l'ensemble de nos mesures, nous nous sommes concentrés sur le sillage qui est considéré dans la littérature comme le sillage proche ( $X/D < 10$ ). Ainsi nous avons des informations sur le commencement du sillage ( $3.6 < X/D < 5$ ), sur la recirculation présente au culot du cylindre où l'on observe les mécanismes de génération des structures présentes dans le sillage, mais également sur la zone de mélange issue du point de décollement situé à l'arête du cylindre tronqué.*

### 6.1 Zones d'analyse et métrologies employées

Les cartographies de vitesse moyenne et des variances des fluctuations obtenues en PIV ont permis de mettre en évidence l'existence de trois zones importantes dans cet écoulement. Ces configurations typiques sont ici une zone de mélange, une zone de recirculation et un sillage. L'exploration dans le sillage du cylindre a été effectuée en plusieurs séries d'expérimentations et nous avons cherché à obtenir des informations sur les différentes zones qui composent le sillage.

- Zone de mélange : une étude réalisée par PIV en deux temps ainsi que des mesures de profils et de corrélation en deux points par LDV ont été menées dans la zone de mélange, proche du culot et du point de décollement.
- Zone de recirculation : au culot, pour observer la zone de recirculation, nous avons réalisé deux types de mesures PIV : des mesures classiques, ainsi que des mesures synchronisées avec le signal de la pression pariétale au culot du cylindre.
- Sillage proche : des mesures dans le sillage déjà établi ont été faites à une distance  $X/D$  comprise entre 3 et 5. Dans cette zone, nous avons effectué des mesures PIV en deux temps ainsi que des profils et des mesures de corrélations par fil chaud. Nous qualifierons cette zone de sillage proche. (La dénomination de sillage dans notre étude correspond à la zone en aval de la recirculation accrochée au cylindre).

La Fig. 6.1 permet de visualiser l'ensemble des zones qui ont été explorées durant cette étude. L'ensemble des caractéristiques des expérimentations (taille de la zone explorée, taille de la fenêtre d'interrogation, nombre de vecteurs, conditions expérimentales...) sont présentées Tab. 6.1.

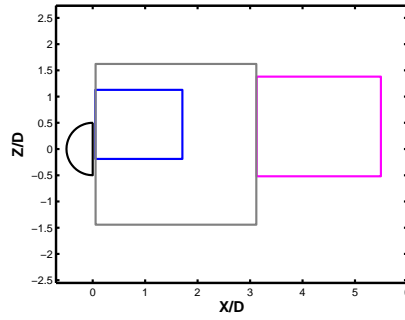


FIG. 6.1 – Présentation des 3 zones principales explorées par PIV dans le sillage du cylindre tronqué

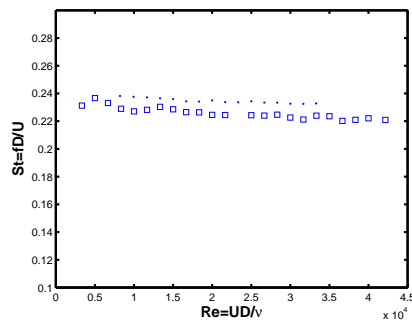


FIG. 6.2 – Relation expérimentale liant la valeur du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds dans le cas d'un cylindre tronqué pour deux expériences différentes

## 6.2 Nombre de Strouhal

Dans le cas d'un cylindre circulaire, de nombreuses études présentent la variation du nombre de Strouhal, (donc la fréquence du détachement tourbillonnaire dans le sillage de l'obstacle), en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement (donc de sa vitesse). Cette relation expérimentale entre les deux nombres sans dimension dépend du type de géométrie considéré. Nous avons cherché à fournir la relation dans le cas d'un cylindre semi circulaire, pour la gamme de nombre de Reynolds réalisable dans notre soufflerie. Les résultats présentés Fig. 6.2 ont été obtenu lors de deux enregistrements grâce à des mesures fils chauds avec une fréquence d'échantillonnage de  $1000\text{Hz}$  au point ( $X/D = 5, Z/D = 0.5$ ). Le nombre de Strouhal est calculé à partir de la donnée de la fréquence du phénomène de détachement tourbillonnaire dans le sillage, fournie par une analyse spectrale du signal fil chaud. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe 3.3, on observe une dispersion des valeurs relevées à un nombre de Reynolds donné. La valeur dans cette plage de vitesse reste relativement constante, autour de la valeur moyenne qui est de l'ordre de  $St = 0.23$ . ZDRAVKOVICH (1997) fournit une compilation des différentes études de la relation entre le nombre de Strouhal et le nombre de Reynolds mesurés par différents auteurs, dans le cadre d'un écoulement derrière un cylindre circulaire (non tronqué). Si nous comparons la valeur moyenne obtenue dans nos expériences, elle se situe globalement au dessus des valeurs observées dans l'autre géométrie. La modification de géométrie entraîne une augmentation

TAB. 6.1 – Paramètre des expériences

Mesures	PIV 2T	PIV 2T	Synchro Pression
$U_\infty$	$20m.s^{-1}$	$30m.s^{-1}$	$20m.s^{-1}$
Nombre d'acquisitions	4000	4000	4000 (non synchronisée), 1000 ( $\phi = 0, 90, 180, 270^\circ$ ) et 500 pour les autres phases
Taille IA (pixels)	$32^2$	$16^2$	$32^2$
$\delta_x \times \delta_z$	$1.5mm \times 1.5mm$	$0.52 \times 0.52mm$	$1.235 \times 1.235mm$
Nombre de vecteurs	4977	19344	3977
$X$	$78.1 \rightarrow 137mm$	$0.15 \rightarrow 42mm$	$0 \rightarrow 79mm$
$Z$	$-13 \rightarrow 34.5mm$	$-5 \rightarrow 28mm$	$-36 \rightarrow 45mm$
$L_x \times L_z$	$59mm \times 47mm$	$41.85mm \times 33.21mm$	$79mm \times 79mm$
$L_x/D \times L_z/D$	$2.36 \times 1.88$	$1.77 \times 1.328$	$3.16 \times 3.16$
$\tau$ (CST)	$\tau = 0, 100, 200, 300, 400, 600, 800, 1300, 1800, 2300$ et $3000\mu s$	$\tau = 0, 100, 200, 300, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400$ et $1600\mu s$	–

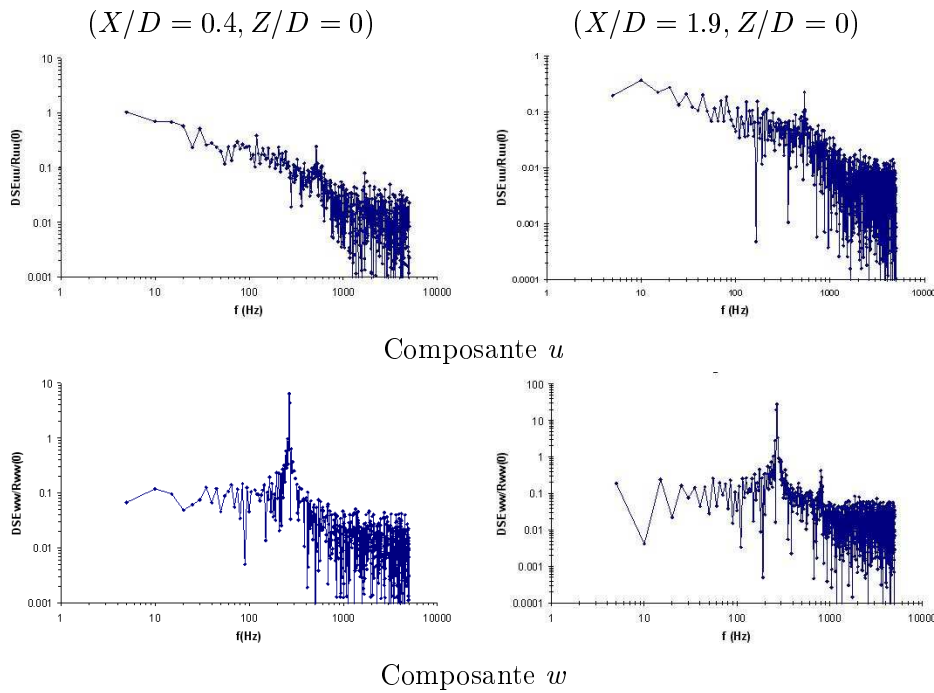


FIG. 6.3 – Signaux temporels, autocorrélation et densité spectrale d'énergie des composantes  $u$  et  $w$  aux points  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$  et  $(X/D = 1.9, Z/D = 0)$  (Données LEA - Poitiers)

globale du nombre de Strouhal dans les différents régimes que nous avons pu explorer.

### 6.3 Analyse spectrale

Les données obtenues grâce aux mesures LDV et fil chaud vont nous permettre d'observer les fréquences principales dans différentes zones de l'écoulement. Les données les plus en amont ont été recueillies et analysées par l'équipe de J. Borée et C. Hoareau au LEA de Poitiers.

Au point de coordonnées  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$  (point situé dans la zone de recirculation, comme nous le verrons par la suite), l'examen de la densité spectrale d'énergie du signal  $w$  indique un pic à  $f_0 = 265\text{Hz}$  pour une vitesse de référence de  $30\text{ms}^{-1}$ , correspondant à un nombre de Strouhal de  $St = 0.221$ . On ne retrouve pas cette fréquence sur la composante  $u$ . La zone de recirculation bat de haut en bas au rythme du battement de l'échappement tourbillonnaire.

La périodicité des mouvements verticaux est également très claire au point  $(X/D = 1.9, Z/D = 0)$  si l'on analyse le spectre du signal de vitesse donné par les mesures LDV comme on peut le constater sur la Fig. 6.3. L'examen de ce point sur l'axe permet toutefois de constater que le caractère périodique n'a pas de signature évidente sur la composante longitudinale de la vitesse. Encore une fois, pour une mesure sur l'axe, l'examen du spectre de la composante  $u$  ne montre pas de périodicité. La densité spectrale d'énergie du signal  $w$  indique quant à elle un pic à la même fréquence que celle observée plus en amont, à savoir  $f_0 = 265\text{Hz}$  pour une vitesse de référence de  $30\text{ms}^{-1}$  ( $St = 0.221$ ). On observe sur chacun des spectres une raie vers  $530\text{Hz}$  correspondant à la fréquence double.

Les mesures par fil chaud le long du profil à  $X/D = 5$  permettent de suivre l'évolution en fonction de  $Z/D$  des spectres des signaux temporels obtenus par transformée de Fourier du signal de vitesse. La fréquence d'acquisition du signal de vitesse est de  $10kHz$  et l'analyse de Fourier est effectuée sur des blocs de 32768 échantillons. Sur les spectres, Fig. 6.4 (a) à (e) il apparaît clairement un signal large bande sur lequel se superpose un signal de raie à une fréquence de l'ordre de  $185Hz$  en dehors de l'axe de symétrie du sillage pour une vitesse de référence de  $U_\infty = 20ms^{-1}$ . Cette fréquence correspond à celle de l'échappement tourbillonnaire généré par le cylindre tronqué. En se rapprochant de l'axe du sillage, Fig. 6.4 (e), on constate l'apparition d'un pic secondaire à une fréquence deux fois plus élevée que le pic principal dont l'amplitude diminue. Sur l'axe de symétrie du sillage ( $Z/D = 0$ ), Fig. 6.4 (f), on n'observe plus que le pic de fréquence double. Ce comportement est identique au cas du sillage d'un cylindre circulaire.

## 6.4 Mesure des échelles de temps et de longueur

### 6.4.1 Échelle intégrale temporelle de l'écoulement

En chacun des points mesurés par fil chaud, on peut calculer la fonction d'autocorrélation  $R(\tau)$  du signal de vitesse enregistré en ce point. On peut alors évaluer une échelle intégrale temporelle définie par :

$$T = \int_0^\infty R(\tau) d\tau \quad (6.1)$$

Dans le cas présenté Fig. 6.5, le calcul est issu des mesures fil chaud de la vitesse au point ( $X/D = 5, Z/D = 0.28$ ). On peut remarquer que la fonction d'autocorrélation oscille. Ceci pose problème pour déterminer la limite supérieure de l'intégrale permettant de calculer l'échelle temporelle. Il est nécessaire de chercher une valeur approchée de cette borne supérieure. Trois cas sont retenus pour calculer l'échelle intégrale :

- Intégration jusqu'au premier minimum de la fonction d'autocorrélation.
- Intégration sur l'ensemble du fichier.
- Intégration jusqu'à la première intersection avec l'axe des abscisses.

TAB. 6.2 – Calcul de l'échelle intégrale temporelle à partir de mesures fils chaud

limite supérieure pour l'intégration	échelle intégrale temporelle ( $ms$ )		
	$1^{er}$ min	fin du fichier	premier passage à 0 position
$(X/D = 5, Z/D = 0.28)$	0.601	1.096	0.722
$(X/D = 0.6, Z/D = 0.68)$	0.687	2.587	1.034
$(X/D = 0.6, Z/D = 0.5)$	1.185	5.200	1.186

Les résultats de l'intégration sont donnés dans le tableau 6.2 pour un point situé dans la zone aval et trois points proches du culot du cylindre. Des mesures complémentaires par anémométrie fil chaud ont été effectuée en amont, à une distance  $X/D = 0.6$ , permettant d'explorer l'écoulement libre et la zone de mélange. Les mesures semblent indiquer que l'ordre de grandeur de l'échelle de temps de cet écoulement est proche de  $1ms$ , sans changer

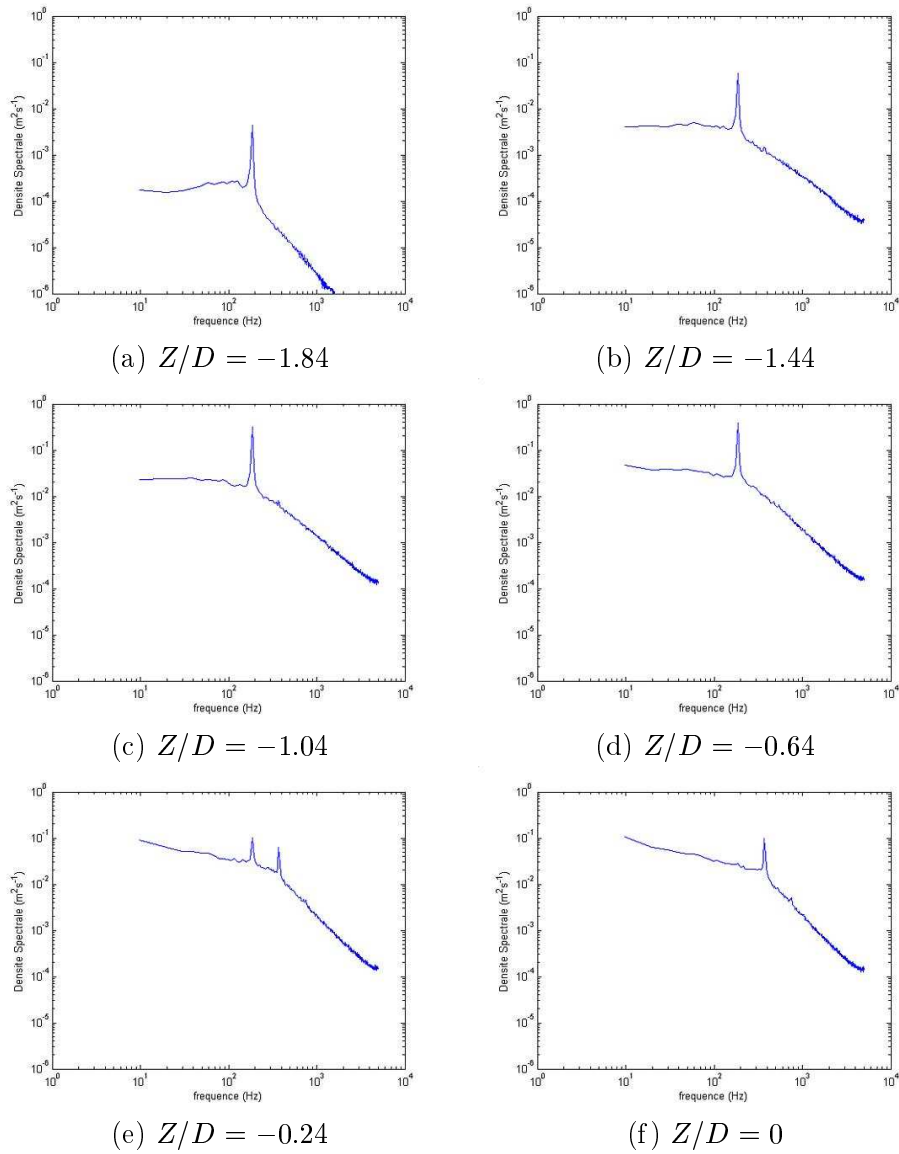


FIG. 6.4 – Analyse spectrale des signaux temporels de vitesse le long d'un demi profil à  $X/D = 5$

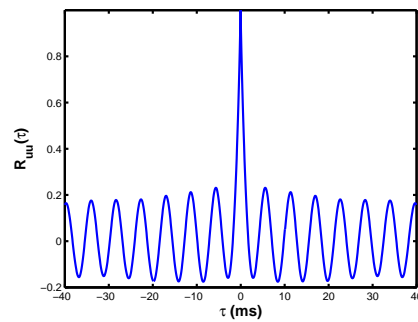


FIG. 6.5 – Autocorrélation du signal de vitesse fil chaud au point ( $X/D = 5$ ,  $Z/D = 0.25$ )

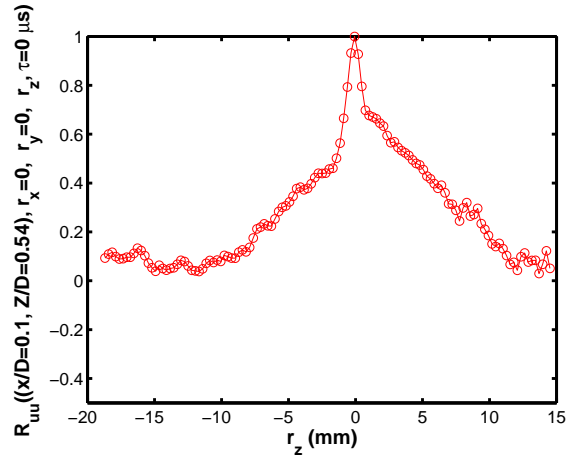


FIG. 6.6 – Coefficient d'auto corrélation spatiale au point ( $X/D = 0.1$ ,  $Z/D = 0.55$ )

d'ordre de grandeur selon la définition de l'échelle intégrale que l'on choisit d'adopter dans le cas présent.

Le fait d'obtenir une fonction de corrélation présentant un caractère oscillant vient du type de phénomène enregistré : dans le cas d'un écoulement turbulent contenant une composante périodique, BENDAT (1977) a montré que la fonction de corrélation des composantes de vitesse pouvait être approchée par des fonctions de la forme exponentielle-cosinus. Ce type de modèle serait applicable dans le sillage proche de l'écoulement considéré.

### 6.4.2 Échelles intégrales de longueur

Nous allons tout d'abord nous intéresser à l'échelle intégrale de longueur, obtenue en calculant l'autocorrélation de la vitesse et en intégrant le signal obtenu selon la direction  $X$  ou  $Z$  :

$$L_{\alpha\alpha}^x = \int_0^{\infty} R_{\alpha\alpha}(r_x, 0, 0) dr_x \quad (6.2)$$

$$L_{\alpha\alpha}^z = \int_0^{\infty} R_{\alpha\alpha}(0, 0, r_z) dr_z \quad (6.3)$$

$\alpha$  représente la composante de vitesse étudiée.

La Fig. 6.6 représente la fonction d'autocorrélation au point ( $X/D = 0.1$ ,  $Z/D = 0.55$ ), soit un peu en aval du point de décollement obtenu à partir de données PIV. On remarque que cette courbe présente deux zones traduisant la dynamique de l'écoulement : une zone à décroissance très rapide pour des petites valeurs de  $r_z$ , qui détermine l'échelle de cohérence spatiale des petites structures qui prennent naissance dans la couche de cisaillement, et une zone à décroissance plus lente pour des valeurs plus importantes de  $r_z$ , représentative de fluctuations cohérentes à plus grande échelle liées au détachement périodique derrière le barreau. Nous pouvons noter que pour des valeurs de  $r_z$  positives, après la zone à forte décroissance, on note une décroissance plus faible et aussi régulière. Ceci s'explique en observant qu'au delà de ce point, le point mobile utilisé pour le calcul de la corrélation se trouve dans l'écoulement libre autour du sillage. De ce fait, il n'y a pas dans cette zone de structure venant décorrélérer le signal.



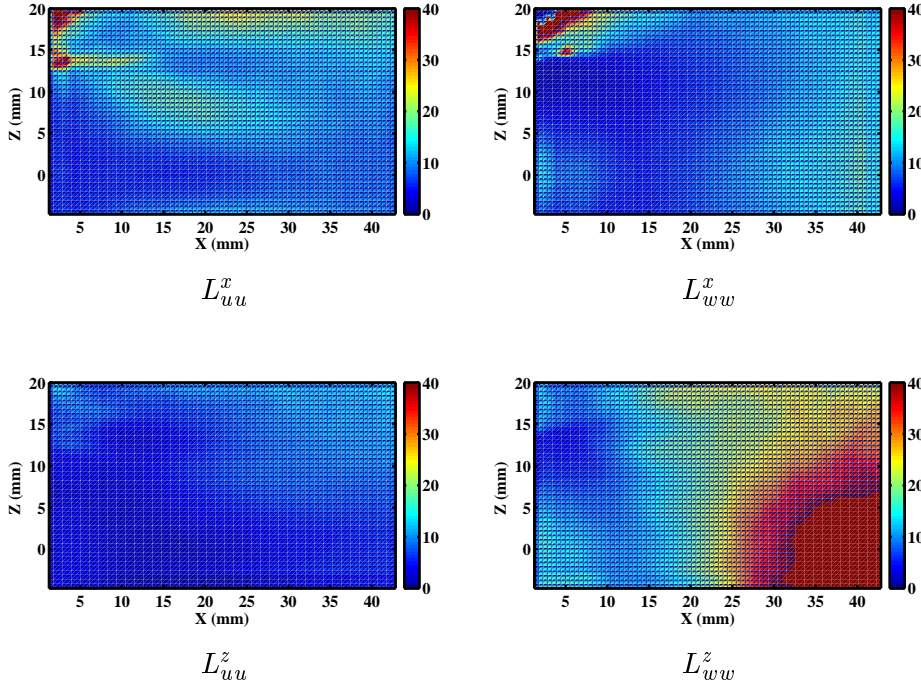


FIG. 6.7 – Cartographies des échelles intégrales de longueurs obtenue par PIV

En reprenant la définition donnée en 6.6, on peut calculer en ce point l'échelle intégrale spatiale par :

$$L_{uu}^z = \int_0^\infty R_{uu}(r_x = cst, r_z) dr_z \quad (6.4)$$

On trouve alors en ce point une valeur  $L_{uu}^z \approx 4mm$ . Nous commenterons cette valeur, comparée à la résolution offerte par la PIV au paragraphe 6.8.2. Les mesures de vitesses par PIV permettent de calculer les échelles de longueur sur tout un plan, ce qui permet de dresser une cartographie approximative de l'échelle intégrale de longueur. Afin d'automatiser le calcul de l'échelle de longueur, nous avons utilisé un algorithme faisant les hypothèses suivantes :

Dans le calcul, nous recherchons un profil de corrélation de forme exponentielle décroissante. On ne tient pas compte des 2 premiers points de la courbe de corrélation qui, avec la résolution du maillage des mesures à disposition, peuvent ne pas suivre le profil exponentiel (échelle de Taylor). Le calcul n'est possible que dans les zones présentant un nombre suffisant de points pour obtenir un modèle du profil.

De ce fait, nous pouvons obtenir une information sur l'échelle de longueur uniquement dans certaines zones du domaine mesure. On observe également des effets de bord où la valeur fournie par l'algorithme n'est pas fiable.

Cette étude montre que dans un domaine couvrant la recirculation, la zone de mélange et le sillage très proche les échelles  $L_{uu}^z$  sont inférieures à  $10mm$ . Pour  $L_{uu}^x$ , les valeurs enregistrées sont de l'ordre de  $10mm$  dans la recirculation, augmentent dans la zone de mélange jusqu'à  $20mm$  pour atteindre des valeurs proches de  $30mm$  dans l'écoulement libre. Les valeurs de  $L_{wu}^x$  et  $L_{wu}^z$  ont toujours le même ordre de grandeur que les autres échelles dans la zone de recirculation.  $L_{wu}^x$  augmente légèrement dans le sillage alors que l'échelle  $L_{wu}^z$  a de très fortes valeurs dans le sillage. Globalement, dans ce domaine, les

échelles  $L_{ww}$  sont plus élevées que  $L_{uu}$ .

### 6.4.3 Échelle de Taylor

Dans le cadre des mesures de corrélation spatiale réalisées par fil chaud au point ( $X/D = 5$ ,  $Z/D = 0.28$ ), dont l'étude est présentée au paragraphe 6.10.2, nous allons essayer de fournir une estimation de l'échelle de Taylor en calculant la parabole osculatrice à l'origine de la courbe. Pour ce calcul, nous recherchons le polynôme d'ordre 2 passant par les premiers points de la fonction de corrélation spatiale. La valeur obtenue est de l'ordre de  $L_\lambda = 1\text{mm}$  avec une forte marge d'erreur à cause du manque de précisions concernant les mesures des séparations les plus faibles (perturbations entre les deux sondes). Cette grandeur n'est pas accessible par PIV du fait du manque de résolution de cette technique expérimentale.

### 6.4.4 Échelle de Kolmogorov

Nous nous sommes également intéressés à obtenir un ordre de grandeur de l'échelle de Kolmogorov de cet écoulement, notée  $l_\eta$ , qui est la plus petite échelle de longueur identifiable.

*Petit rappels de théorie...*

Au niveau des structures formant les plus petites échelles, nous avons deux phénomènes antagonistes en présence. D'un coté, nous avons l'action de la diffusion qui tend à faire augmenter la taille de la structure, et de l'autre, un phénomène d'étirement introduisant une diminution de la taille de la structure. Les échelles de temps caractéristique de ces deux phénomènes sont  $\tau_{diff} \approx l_\eta^2/\nu$  pour la diffusion et  $\tau_{et} = 1/(\frac{\partial V}{\partial x}) \approx 1/\sqrt{\epsilon/\nu}$ . A cette échelle  $l_\eta$ , ces deux mécanismes étant équivalent, nous obtenons :

$$\frac{l_\eta^2}{\nu} = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} \Rightarrow l_\eta = \nu^{3/4} \epsilon^{-1/4} \quad (6.5)$$

L'expression générale du terme de dissipation  $\epsilon$  est :

$$\epsilon = \frac{\nu}{2} \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (6.6)$$

Afin de pouvoir effectuer le calcul "simplement", et dans une première approximation, nous considérons l'écoulement comme un écoulement turbulent, homogène et isotrope au niveau des échelles dissipatives, ce qui est vrai pour des nombres de Reynolds élevés. A partir de cette hypothèse, on peut simplifier l'expression de la dissipation  $\epsilon$  et l'écrire en fonction des dérivées du champ de vitesse :

$$\epsilon = \frac{15}{2} \nu \overline{\left( \frac{\partial u'_1}{\partial x_2} \right)^2} = 15\nu \overline{\left( \frac{\partial u'_1}{\partial x_1} \right)^2} \quad (6.7)$$

Pour calculer ces dérivés, on a deux possibilités :

- Utiliser les corrélations en deux points :  $\left( \frac{\partial u'_1}{\partial x_2} \right)$ .
- Faire une hypothèse de Taylor pour la composante  $U$ .

On fait le calcul en utilisant les corrélations en deux points obtenus par fil chaud. Il est nécessaire d'utiliser deux points relativement voisins pour garder un sens à la notion de dérivation spatiale (localité de la différentielle). Pour obtenir les deux données permettant le calcul de la dérivée spatiale, on utilise les enregistrements en deux points réalisées par fil

chaud : la sonde fixe est en ( $X/D = 5$ ,  $Z/D = 0.28$ ) et la sonde mobile se déplace verticalement dans un voisinage proche ( $d_z < 0.03D$ ). La valeur de  $l_\eta$  reportée dans le tableau 6.3 est calculée pour différentes côtes de la position de la sonde mobile, donc pour différentes séparations  $d_z$  des deux sondes.

Du fait des hypothèses fortes utilisées et de la méthode de calcul retenue, la valeur de cette

$Z/D$	$d_z/D$	$d_z$ (en mm)	$l_\eta$ (en mm)
0.296	0.016	0.4	$3.910^{-2}$
0.30	0.02	0.5	$4.3710^{-2}$
0.308	0.028	0.7	$4.910^{-2}$

TAB. 6.3 – Calcul de l'échelle de Kolmogorov

échelle n'est qu'indicative, mais permet d'obtenir l'ordre de grandeur de celle-ci. La taille de cette échelle est trop faible pour pouvoir être résolue spatialement avec les méthodes optiques (PIV).

Pour résumer dans le sillage d'un cylindre tronqué, pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 30000, il existe un facteur 10 entre chacune des trois échelles (à savoir intégrale, de Taylor, et de Kolmogorov) mesurées dans l'écoulement.

## 6.5 Zone de recirculation

### 6.5.1 Cartographie de la zone de recirculation

La Fig. 6.8-a présente la cartographie du champ moyen de vitesse obtenu par moyenne d'ensemble sur 4000 échantillons statistiques mesurés à la fréquence propre  $f_1$  du système PIV, la cartographie de vorticité associée, ainsi que les isovalues de la fonction  $\Gamma_2$ . On observe classiquement deux structures contrarotatives attachées au culot du cylindre ; la fin de la zone de recirculation est située à une distance  $X/D = 1.25$ . L'analyse des isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  montre clairement qu'en moyenne, les deux structures contrarotatives proviennent des zones de cisaillement issues des points de décollement où la vorticité est maximale.

La Fig. 6.8-b montre les isovalues de l'énergie cinétique  $k$  associée aux fluctuations de vitesse  $\langle u^2 \rangle$  et  $\langle w^2 \rangle$ . Le mouvement fluctuant est le plus intense dans une zone située à la fin de la zone de recirculation. Les différentes tensions de Reynolds sont présentées sur la Fig. 6.10. Une analyse séparée de  $\langle u^2 \rangle$  et  $\langle w^2 \rangle$  montre qu'une partie importante de l'énergie des fluctuations de vitesse est liée à l'existence de fortes fluctuations de vitesse verticale localisées sur l'axe de symétrie du sillage ; ces fluctuations sont évidemment associées au processus de détachement tourbillonnaire. Les cartographies des fluctuations de vitesse montrent clairement la zone de très forte production des fluctuations de vitesse axiale  $u$ , localisée dans la zone de cisaillement alors que les fluctuations de vitesse verticales  $w$ , quant à elles, sont plus intenses sur l'axe de symétrie du cylindre, nettement en aval du culot.

L'observation des cartographies PIV montre que le cisaillement maximum ne se situe pas au niveau des arêtes du cylindre mais au dessus (et respectivement en dessous) décalé d'environ  $Z/D = 0.54$  (soit à 1mm du côté extérieur aux arêtes).

Nous observons également sur les Figs. 6.9 le développement du sillage dans l'écoulement sur chacune des composantes de vitesse. Le déficit de vitesse liée à la présence de

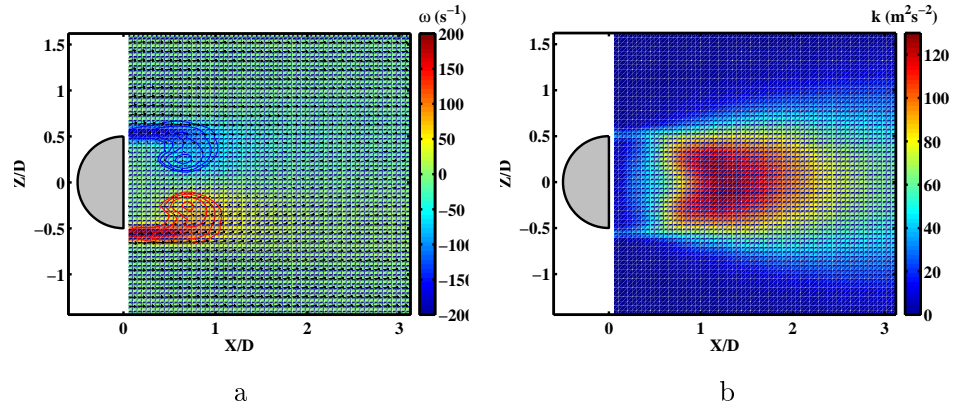


FIG. 6.8 – Vorticité et isocontour de la fonction  $\Gamma_2$  ( $-1 \leq \Gamma_2 \leq -2/\pi$  en bleu et  $2/\pi \leq \Gamma_2 \leq 1$  en rouge) associé au champ moyen de vitesse  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  (a) et cartographie de l'énergie des fluctuations de vitesse (b). (Le champ de vecteur a été sous échantillonné d'un facteur 2 pour plus de clarté)

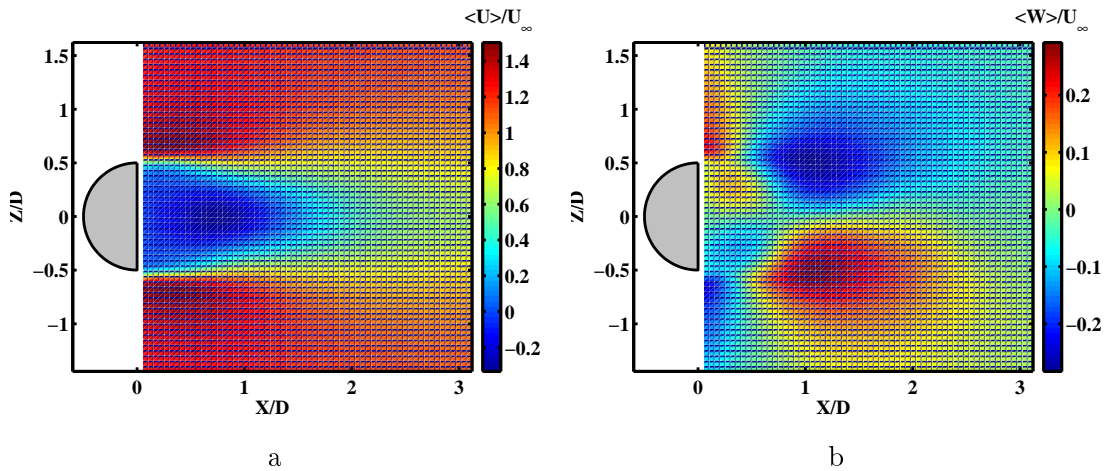


FIG. 6.9 – Développement longitudinal de la vitesse moyenne  $\langle U \rangle / U_\infty$  (a) et  $\langle W \rangle / U_\infty$  (b)

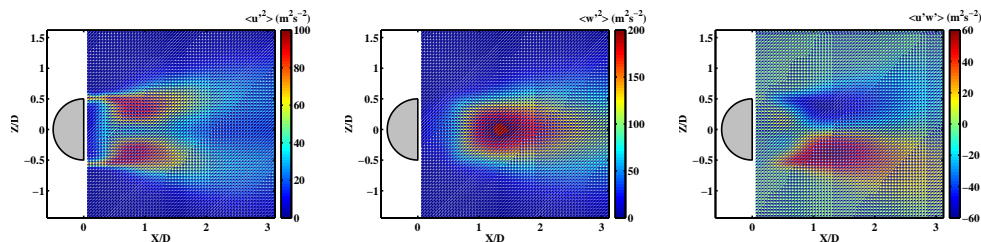


FIG. 6.10 – Cartographie des différentes composantes du tenseur de Reynolds  $\langle u'^2 \rangle$ ,  $\langle w'^2 \rangle$ , et  $\langle u'w' \rangle$

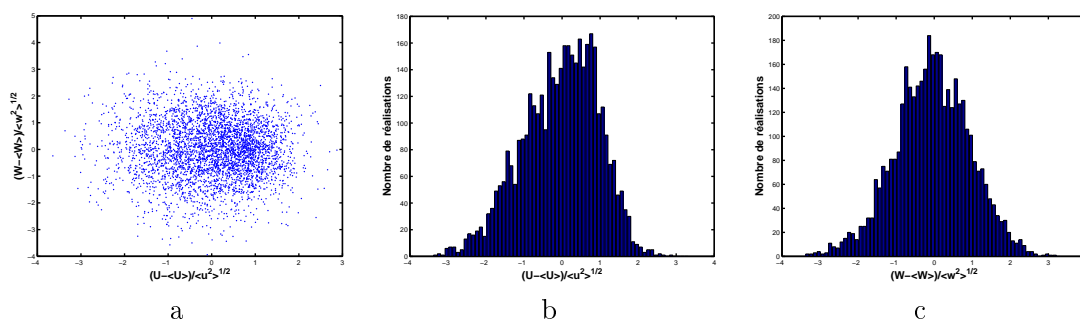


FIG. 6.11 – Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de  $u$  et  $w$  au point  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$

l'obstacle dans l'écoulement amont tend à être "effacé" par l'action de la diffusion et la survitesse autour du cylindre diminue en aval pour se rapprocher de la vitesse de référence.

### 6.5.2 Étude du point de la zone de recirculation à $x/D = 0.4$ et $z/D = 0.0$

Le nuage de points de la Fig. 6.11 (a) est symétrique par rapport à l'axe  $v$  puisque nous sommes sur l'axe, mais présente une légère déformation selon  $u$ . L'histogramme de la vitesse suivant  $z$  (Fig. 6.11 (c)) s'apparente à une gaussienne. Par contre, l'histogramme de  $u$  Fig. 6.11 (b), est clairement dissymétrique. La plus forte probabilité de mesurer des grandes valeurs de  $U$  négatives doit être la signature du passage des grandes structures dans la zone recirculée.

Des données complémentaires nous ont été apportées grâce aux mesures LDV. Dans cette zone, les valeurs moyennes relevées indiquent bien la présence d'une zone de faible vitesse :  $\langle U \rangle = -8.4 \text{ m s}^{-1}$  et  $\langle W \rangle = 0.8 \text{ m s}^{-1}$ . Les variances relevées sont :  $\langle u^2 \rangle = 135.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  et  $\langle w^2 \rangle = 140.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ .

L'examen des spectres présentés Fig. 6.3 ne montre pas de périodicité de la composante  $u$ , alors que l'on retrouve une composante périodique sur la composante  $w$ .

## 6.6 Zone de mélange

L'observation du sillage donnée précédemment montre clairement la présence d'une zone de mélange se développant à partir des deux arêtes présentes sur le cylindre. Cette zone

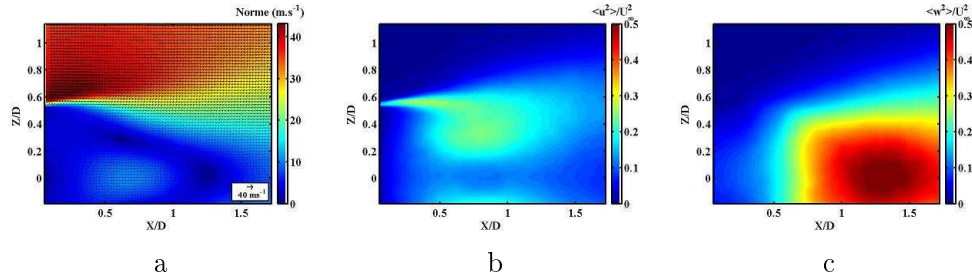


FIG. 6.12 – Présentation du champ moyen et des fluctuations au niveau de la zone de mélange obtenue par PIV ( $U_\infty = 30m.s^{-1}$ )

présentant des mécanismes complexes et fins, nous avons donc choisi de la caractériser plus précisément. Pour cette expérience, la vitesse de référence est de  $U_\infty = 30m.s^{-1}$ . Les données PIV ont été traitées avec des fenêtres d'analyse de 16 pixels de coté, ce qui représente une dimension de  $0.52mm$ .

### 6.6.1 Cartographie

Pour avoir une vision statistique globale de l'écoulement, nous présentons sur la Fig. 6.12 la cartographie de vitesse moyenne et des variances des fluctuations de vitesse obtenues en PIV. Ces statistiques ont été effectuées sur un ensemble de 4000 enregistrements de champs de vitesse. La Fig. 6.12(a) présente le champ de vecteur moyen (qui pour des raisons de lisibilité a été sous-échantillonné d'un facteur 2) ainsi que la norme associée. Les variances des deux fluctuations de vitesse  $u$  et  $w$  sont présentées Fig. 6.12 (c) et (d). L'écoulement va de la gauche vers la droite. On distingue très nettement le développement d'une zone de mélange entre une zone recirculée de basse vitesse et l'écoulement de référence à haute vitesse. Cette zone prend naissance au point de décollement présent sur le cylindre (non représenté sur cette figure)

### 6.6.2 Profils obtenus par LDV et par PIV

La zone de mélange possède des échelles de longueur assez faibles, qui peuvent être critiques pour les mesures, notamment par PIV. Cette zone est intéressante pour visualiser les différences observées dans les premiers stades de développement de l'écoulement.

La Fig. 6.13 présente les profils de vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  et  $\langle W \rangle$  mesurés par LDV et PIV, extraits des cartographies précédentes, dans la direction  $Z$  pour les sections  $X/D = 0.1$  et  $X/D = 0.4$ .

Concernant la composante  $\langle U \rangle$ , on note une forte correspondance entre les méthodes employées, sauf en quelques points présentant des artefacts de mesure. Les deux techniques présentent un bon accord, en notant que les valeurs PIV sont légèrement inférieures à celles enregistrées en LDV loin du cylindre. Le gradient de vitesse mesuré par LDV est plus élevé dans la zone de cisaillement, du côté de l'écoulement externe. On note sur la vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  une tendance similaire, à savoir une sous-estimation de la PIV par rapport à la LDV. Il convient néanmoins de noter que les corrections apportées en LDV par la prise en compte du temps d'attente comblent la moitié de l'écart initialement observé entre la LDV sans pondération et la PIV. Les différences observées pour la vitesse axiale

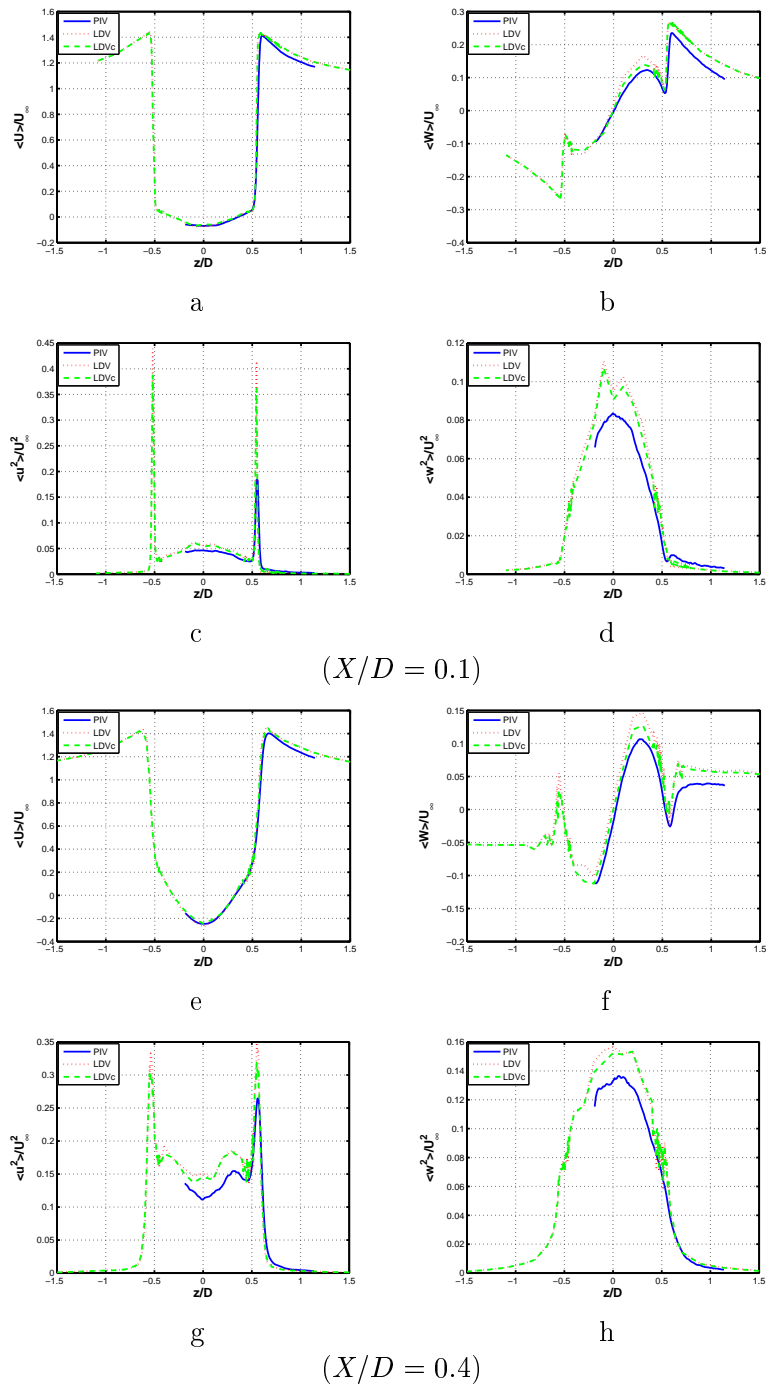


FIG. 6.13 – Comparaison LDV- PIV des composantes de  $\langle U \rangle / U_\infty$  (a, e),  $\langle W \rangle / U_\infty$  (b, f),  $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$  (c, g) et  $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$  (d, h) pour  $X/D = 0.1$  ((a), (b), (c), (d)), et pour  $X/D = 0.4$  ((e), (f), (g), (h))

$\langle U \rangle$  peuvent venir des incertitudes inhérentes à chacune des deux techniques de mesure employées, mais aussi de la précision de la vitesse  $U_\infty$  donnée par la soufflerie.

La comparaison des variances fluctuations montre que les valeurs PIV présentent généralement des niveaux plus faibles qu'avec la LDV. La différence la plus marquante concerne le pic du profil de  $\langle u^2 \rangle$  dans la zone de mélange mesuré en PIV qui est nettement plus faible que celui fourni par la LDV. On notera cependant que dès la section  $X/D = 0.4$ , l'écart relevé sur le pic de fluctuations de vitesse  $u$  entre LDV et PIV peut, là encore, être comblé pour moitié par la prise en compte du temps d'attente en LDV. Plus en aval, cette prise en compte est moins importante, et les profils de  $\langle u^2 \rangle$  fournis par la PIV sont inférieurs d'environ 8% à ceux de la LDV (c'est-à-dire un écart d'environ 4% sur les écart-types). Des écarts sont également observés entre les deux métrologies pour la variance  $\langle w^2 \rangle$  de la composante fluctuante verticale  $w$ , mais de façon non corrélée avec ceux de la composante de vitesse axiale  $u$ .

Pour la LDV, il est intéressant de constater que la pondération par le temps d'attente a un effet très important dans les régions marquées par une forte intermittence entre paquets de fluide provenant "directement" de l'infini amont et paquets de fluide recirculé. Cette situation concerne la composante  $\langle u^2 \rangle$  dans la zone très cisailée (Fig.6.13 (c) et (g)) et la composante  $\langle w^2 \rangle$ . Nous pensons que la pondération par le temps d'attente permet de compenser la non homogénéité de l'ensemencement entre ces régions.

Pour la vitesse moyenne axiale  $\langle U \rangle$ , les écarts entre les deux métrologies dépassent rarement 4%, que l'on se trouve dans la zone de fort cisaillement, dans la zone de recirculation, ou en aval de cette dernière. Les zones où les écarts sur la vitesse moyenne  $\langle W \rangle$  sont plus importants sont celles où la pondération par le temps d'attente en LDV a le plus d'importance, et où la qualité de l'interpolation sous-pixel en PIV devient probablement un élément majeur (zones de faibles déplacements des particules).

Une différence sur les écart-types inférieure à 5% est à retenir dans cette comparaison, nous reviendrons au chapitre 6.8.1 sur les différences observées entre les deux techniques de mesure.

Remarque sur l'ensemencement et biais d'estimation :

Les chaînes de mesures LDV et PIV effectuent toutes deux une mesure "indirecte" des caractéristiques (vitesse moyenne, intensité turbulente, spectre d'énergie, échelle intégrale, micro échelle, etc ...) d'un écoulement. Par "indirecte" on entend que la mesure effectuée n'est pas la vitesse du fluide mais en réalité la vitesse d'un traceur qui dont on fait l'hypothèse son mouvement correspond à celui du fluide. Certaines conditions permettent de considérer que ces particules suivent bien le fluide et ainsi permet à un observateur de caractériser son écoulement.

Les deux techniques de mesures sont toutefois fondamentalement différentes. En PIV, un nombre suffisant de particules (de l'ordre de 10) doit être présent dans le volume de mesure à l'instant du tir Laser. La détermination du déplacement par intercorrélacion conduit alors au déplacement le plus probable. En LDV au contraire, la mesure n'est validée que s'il n'y a qu'une particule dans le volume de mesure. Il n'y a donc pas de filtrage des petites échelles turbulentes mais on fait plutôt une hypothèse d'homogénéité spatiale.

Un point particulièrement important en ce qui concerne la LDV est que les particules interagissent avec le fluide. Le moyen d'observation (les particules) est influencé par l'objet de l'observation (l'écoulement); ce qui entraîne une mesure biaisée des caractéristiques à observer. L'objectif est donc d'obtenir une mesure non biaisée pour estimer au mieux la réalité physique. L'ensemencement d'une région recirculée dans une soufflerie à veine ouverte est un exercice difficile. Un biais d'ensemencement risque clairement d'apparaître si



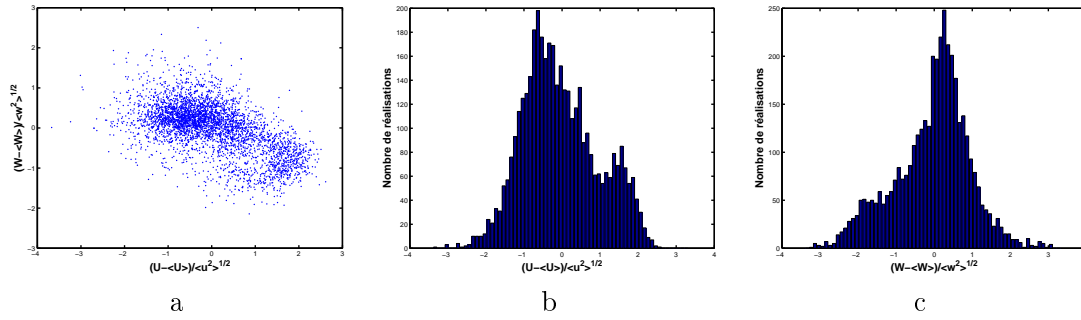


FIG. 6.14 – Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de  $u$  et  $w$  au point ( $X/D = 0.1, Z/D = 0.54$ )

la densité de traceurs dans la zone recirculée est plus faible que dans l'écoulement incident. Afin de limiter le biais, deux stratégies d'extraction des données LDV ont été utilisées par J. Borée et C. Hoareau. La légende "LDV" correspond à un traitement statistique direct sans pondération. La légende "LDVc" correspond à un schéma de pondération par le temps d'attente qui minimise les biais de vitesse et d'ensemencement.

### 6.6.3 Étude du point de la zone de mélange à $X/D = 0.1$ et $Z/D = 0.54$

Ce point correspond à une des positions les plus en amont enregistrée dans la zone de mélange. Le nuage de points de la Fig. 6.14 (a) révèle deux espaces privilégiés, un positif et un négatif situé à un écart-type. Le nuage de points dans les vitesses négatives est plus dispersé que celui situé dans les valeurs positives.

La loi de probabilité marginale des vitesses suivant  $X$  (Fig. 6.14 (b)) indique qu'il existe deux classes de vitesses privilégiées ( $U \approx 0 \text{ m s}^{-1}$  et  $U \approx 35 \text{ m s}^{-1}$ ) suivant cette direction. Ce résultat est attendu puisqu'il s'agit des 2 vitesses (vitesse proche de zéro dans le secteur de la paroi du culot et vitesse de l'écoulement issu de l'arête) créant le cisaillement de vitesse à l'origine de la zone de mélange.

La Fig. 6.14 (c) représente l'histogramme de la composante de vitesse  $W$ . La encore, la topologie de cette répartition peut être expliquée par le phénomène de battement. Si le point de mesure se trouve dans la zone d'écoulement externe, nous avons de faibles fluctuations verticales (ce qui donne le pic proche de 0). Si le point de mesure se retrouve dans une zone basse vitesse due à la présence d'une structure au culot du cylindre, nous obtenons alors une gamme de fluctuations de vitesse verticales.

On notera que l'écoulement rapide est beaucoup plus déterministe (écoulement de contournement d'un barreau présentant peu de fluctuations) que l'écoulement lent de la zone recirculée. Ceci se traduit par un étalement très différent des deux pics de la distribution bimodale pour chacune des distributions Figs. 6.14 (b) et (c). Nous détectons donc clairement la signature du battement de la zone de mélange.

Nous pouvons modéliser simplement la zone de mélange par un profil de la forme tangente hyperbolique et d'épaisseur  $e$ . La vitesse  $\mathbf{U} = U(z)\mathbf{x}$  varie avec  $z$  selon :

$$U(z) = \frac{U_1 + U_2}{2} \left[ 1 + \frac{U_2 - U_1}{U_1 + U_2} \tanh \left( \frac{z - z_c}{2e} \right) \right] \quad (6.8)$$

$z_c$  représente la position de la frontière entre les deux zones de l'écoulement qui dans notre cas est une variable aléatoire. Si on note  $U_m = \frac{U_1 + U_2}{2}$  la valeur moyenne et  $\Delta U = U_2 - U_1$

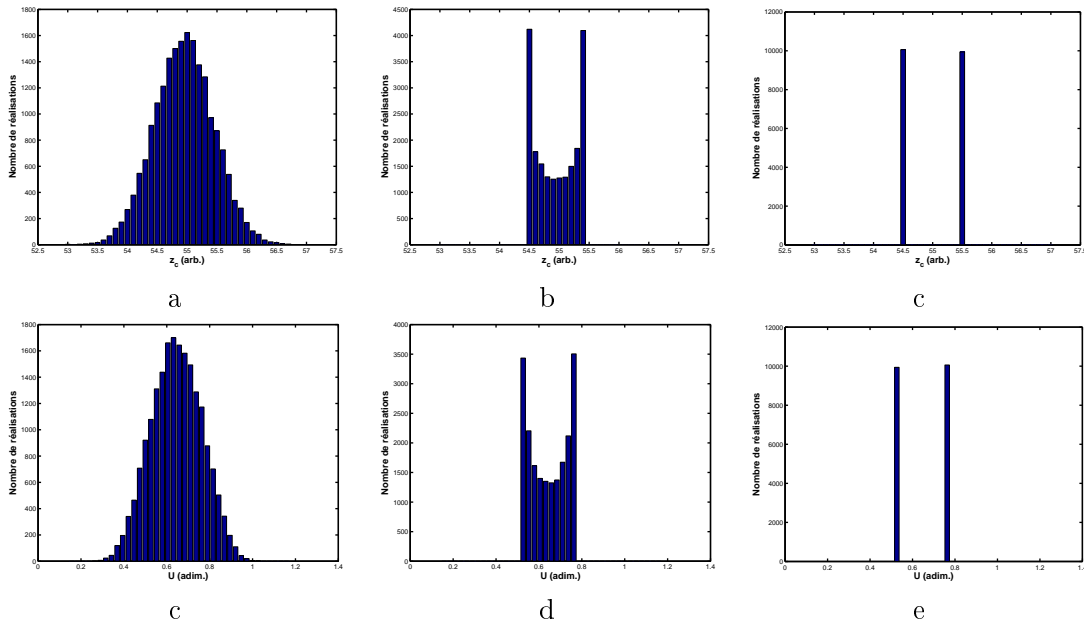


FIG. 6.15 – Lois de probabilité appliquée à la valeur de la frontière  $z_c$  et distribution de vitesse correspondante au milieu du profil de couche limite dans le cas d'un profil de vitesse théorique

la différence de vitesse entre les deux zones de la couche de mélange, on obtient l'expression suivante :

$$U(z) = U_m \left[ 1 + \frac{\Delta U}{2U_m} \tanh \left( \frac{z - z_c}{2e} \right) \right] \quad (6.9)$$

On peut alors calculer les densités de probabilités de  $U$  pour différentes lois de probabilité de  $z_c$ . Nous avons choisi 3 distributions de la valeur de  $z_c$  présentant 3 types possibles. Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à une distribution gaussienne, donnant une variation autour d'une position moyenne. Cependant, si on parle de battement, on conçoit plus aisément soit un mouvement périodique (de type sinusoïdale), soit à une métastabilité entre deux états extrêmes. Ces distributions de la densité de probabilité de  $z_c$  sont représentées respectivement sur les Fig. 6.15 (a), (b) et (c). Les densités de probabilité de la vitesse correspondante sont présentées Figs 6.15 (c), (d) et (e).

En étudiant ce profil théorique dans les trois configurations, il apparaît clairement que la distribution de vitesse suit le type de distribution de la frontière  $z_c$ . Ce résultat peut également être obtenu par les relations entre les lois de probabilité de  $z_c$  et de  $U$ .

#### 6.6.4 Structures à haute fréquence dans la zone de mélange

L'observation des champs instantanés de vitesse mesurés par PIV offre une description du type de topologie de structure que l'on peut rencontrer à l'aval de notre obstacle. La Fig. 6.16 montre un champ mesuré à un instant  $t$  arbitraire.

Bien que la résolution spatiale de la PIV soit limitée au voisinage du point de décollement (voir les confrontations présentées dans la partie 6.8.2), on observe clairement la présence d'un train pseudo-périodique de petites structures tourbillonnaires, qui prennent naissance dans la zone de fort cisaillement issue de l'arête du cylindre tronqué. La zone de

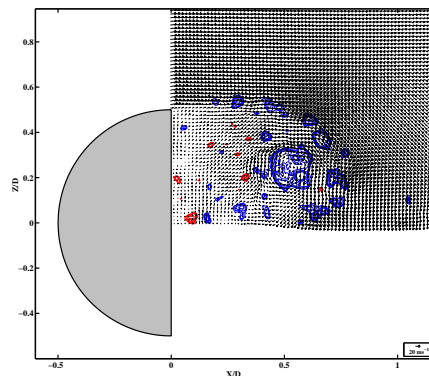


FIG. 6.16 – Isocontours de la fonction  $\gamma_2$  ( $-1 \leq \gamma_2 \leq -2/\pi$  en bleu et  $2/\pi \leq \gamma_2 \leq 1$  en rouge) sur un champ instantané présentant la formation d’une structure (Le champ de vecteur a été sous échantillonné d’un facteur 2 pour plus de clarté)

mélange se transforme en une instabilité de Kelvin-Helmholtz et forme une suite organisée de tourbillons qui ensuite s’enroule autour d’un tourbillon de Karman qui forme une structure à plus grande échelle (de l’ordre du rayon du cylindre), encore attaché au culot, comme on peut l’observer sur notre exemple. La structure à grande échelle grossit ensuite et s’éloigne du culot. Elle se détache ultérieurement du cylindre suivant un processus périodique dont la fréquence de base, mise en évidence par les analyses spectrales faites en fil chaud, est  $f_0 = 185\text{Hz}$  pour une vitesse de référence de  $20\text{m.s}^{-1}$ .

Si on note  $f_{struct}$  la fréquence des structures secondaires présentes dans la zone de mélange, les données bibliographiques disponibles dans la littérature nous indiquent que le rapport  $f_{struct}/f_0$  est une fonction du nombre de Reynolds de l’écoulement ; pour un cylindre circulaire (non tronqué), PRASAD & WILLIAMSON (1997) ainsi que RAJAGOPALAN & ANTONIA (2004), donnent dans le cadre d’un cylindre circulaire la relation  $f_{struct}/f_0 = 0.0235Re^{0.67}$ . Pour le nombre de Reynolds obtenu dans notre expérience, on obtient la valeur  $f_{struct}/f_0 = 25.2$ , soit une fréquence de l’ordre  $f_{struct} \approx 4.6\text{kHz}$ . Nous comparerons cette valeur aux relevés expérimentaux disponibles.

Nous avons cherché à obtenir le spectre dans cette région. Nous avons vu que la zone de mélange est fortement soumise à des fluctuations de positions, il a donc été nécessaire de positionner la sonde fil chaud au plus près de l’arête du cylindre. Le spectre du signal de vitesse enregistré par fil chaud au niveau a finalement été enregistré au point  $(X/D = 0.02, Z/D = 0.52)$  avec une fréquence d’échantillonnage de  $60\text{kHz}$ . Le spectre présenté sur la Fig. 6.17 permet d’observer la raie caractérisant le détachement tourbillonnaire présent dans l’écoulement à la fréquence de  $f_0 = 185\text{Hz}$  environ, ainsi qu’une sous harmonique. Nous observons cependant une perturbation dans le spectre à une fréquence d’environ  $f_{struct} = 6 - 7\text{kHz}$ .

La valeur de la fréquence de base  $f_0$  reportée dans la relation de PRASAD & WILLIAMSON (1997) permet de donner comme estimation de la fréquence des structures secondaire  $f_{struct} = 4.6\text{kHz}$ . Cette estimation, basée sur une relation néanmoins établie pour une autre géométrie, diffère quelque peu de l’estimation de la fréquence relevée sur le spectre. Cependant le phénomène observé se traduit par une modification large bande dans le spectre. Cet élargissement peut être imputable au mouvement oscillant de la zone de mélange.

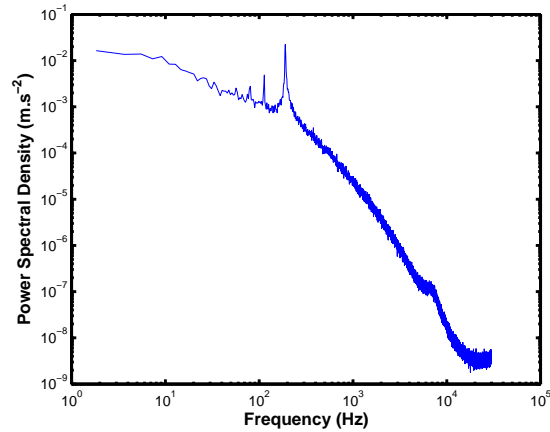


FIG. 6.17 – Spectre du signal de vitesse enregistré par fil chaud au niveau du point de décollement du cylindre tronqué ( $X/D = 0.02$ ,  $Z/D = 0.52$ )

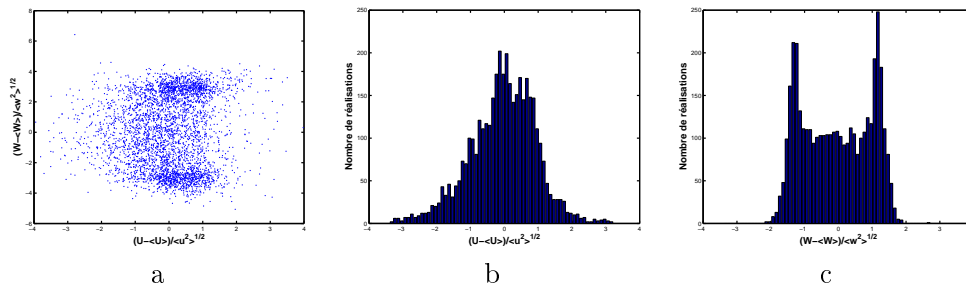


FIG. 6.18 – Lois de probabilité conjointe (a) et marginales (b et c) de  $u$  et  $w$  au point ( $X/D = 1.7$ ,  $Z/D = 0$ )

## 6.7 Sillage proche

### 6.7.1 Analyse des distributions de vitesse dans le sillage proche

La Fig. 6.18 représente la loi de probabilité conjointe (a) ainsi que les lois de probabilité marginales (b et c) de  $u$  et  $w$  au point ( $X/D = 1.7$ ,  $Z/D = 0$ ). Le nuage de points de la Fig.6.18 (a) est symétrique par rapport à l'axe des  $u$  mais contient clairement deux lobes légèrement inclinés par rapport à l'horizontale. Le caractère bimodal de l'histogramme de  $w$  (Fig.6.18 (c)) est très net en ce point de mesure. On détecte ainsi le passage de grandes structures tourbillonnaires dans ce sillage proche.

### 6.7.2 Profils obtenus par LDV et par PIV

Pour les profils situés en aval de la zone de recirculation (entre  $X/D = 1.2$  et  $X/D = 1.7$ ), on note un léger décalage pour les vitesses moyennes  $\langle U \rangle$  entre LDV et PIV l'accord sur les vitesses moyennes  $\langle W \rangle$  est par contre excellent. Les différences observées pour la vitesse axiale  $\langle U \rangle$  proviennent des incertitudes inhérentes à chacune des deux techniques de mesure employées, mais aussi de la précision de la vitesse  $U_\infty$  donnée par la soufflerie. Concernant les fluctuations de vitesse, comme nous l'avons déjà observé plus en amont, la comparaison montre que les valeurs PIV présentent généralement des niveaux plus faibles

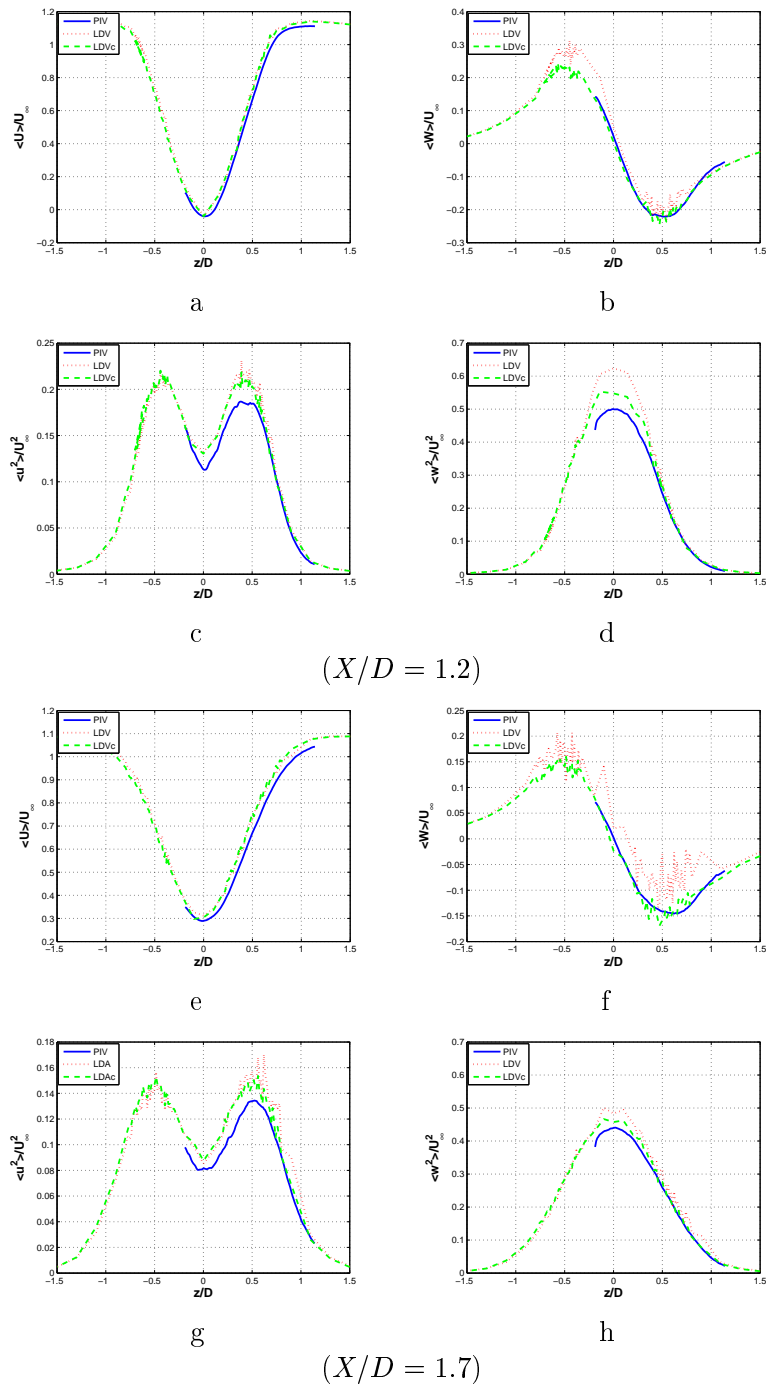


FIG. 6.19 – Comparaison LDV - PIV des composantes de  $\langle U \rangle / U_\infty$  (a, e),  $\langle W \rangle / U_\infty$  (b, f),  $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$  (c, g) et  $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$  (d, h) pour  $X/D = 1.2$  ((a), (b), (c), (d)), et pour  $X/D = 1.7$  ((e), (f), (g), (h))

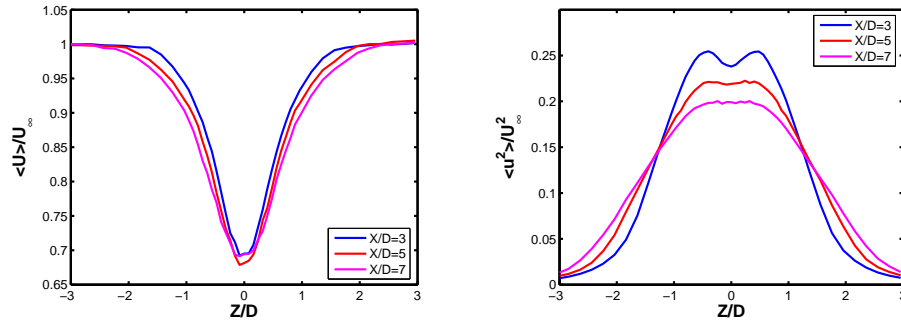


FIG. 6.20 – Évolution du profil de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse obtenues par anémométrie fil chaud en  $X/D = 3, 5, 7$

qu'avec la LDV, mais que cet écart relevé sur le pic de fluctuations de vitesse  $\langle u^2 \rangle$  entre LDV et PIV peut être comblé pour moitié par la prise en compte du temps d'attente en LDV. Les différences observées pour la vitesse peuvent venir des incertitudes inhérentes à chacune des deux techniques de mesure employées, mais aussi de la précision de la vitesse  $U_\infty$  donnée par la soufflerie.

### 6.7.3 Profils obtenus par fil chaud dans le sillage

Nous présentons sur la Fig. 6.20 les profils de vitesse moyenne et d'écart-type mesurés dans les trois sections  $X/D = 3, 5$  et  $7$  respectivement. L'analyse de cette figure montre l'évolution du sillage en fonction de la distance au culot  $X/D$  : on note l'élargissement du sillage sur les profils de vitesse moyenne, ainsi qu'une diminution des fluctuations. Cette évolution est similaire au sillage observé en aval d'un cylindre circulaire. Le déficit de vitesse lié à la présence de l'obstacle dans l'écoulement amont tend à être "effacé" par l'action de la diffusion.

### 6.7.4 Étude par PIV

L'ensemble de données PIV considéré est constitué de  $N_{PIV} = 4000$  échantillons statistiques pour chaque caméra. Nous présentons Fig. 6.21 les cartographies du champ moyen ainsi que des différentes composantes du tenseur de Reynolds. Ces cartographies sont très similaires à ce que l'on peut rencontrer dans l'étude du sillage derrière un cylindre. L'évolution constatée dans le sillage par les profils fil chaud apparaît de manière plus évidente sur ces cartographies.

### 6.7.5 Confrontation des résultats obtenus par fil chaud et par PIV

Une comparaison entre fil chaud et PIV est présentée sur la Fig. 6.22 concernant les profils de vitesse moyenne axiale et d'écart-type des fluctuations de vitesse axiale. Aussi bien pour la valeur moyenne que pour les fluctuations, nous notons un bon accord entre les deux métrologies employées le long du profil de comparaison composé des points du maillage situés en  $X/D = 5$ . Nous discuterons dans le paragraphe suivant de l'influence de la taille de la fenêtre d'analyse.

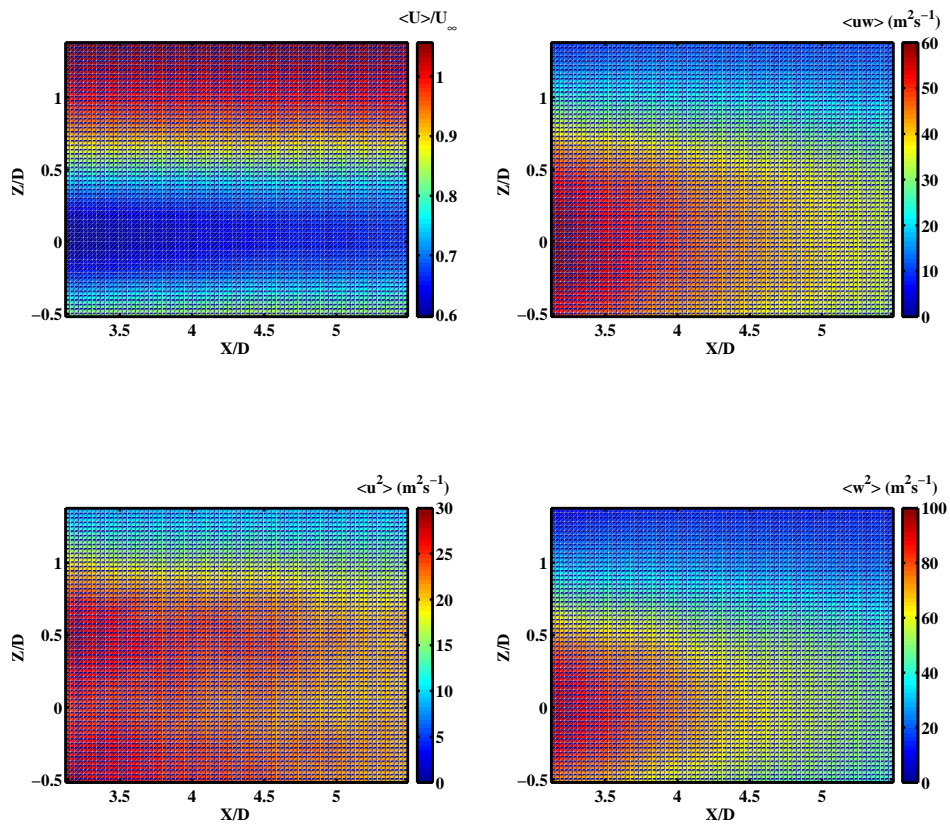


FIG. 6.21 – Cartographie du champ moyen et des différentes composantes du tenseur de Reynolds

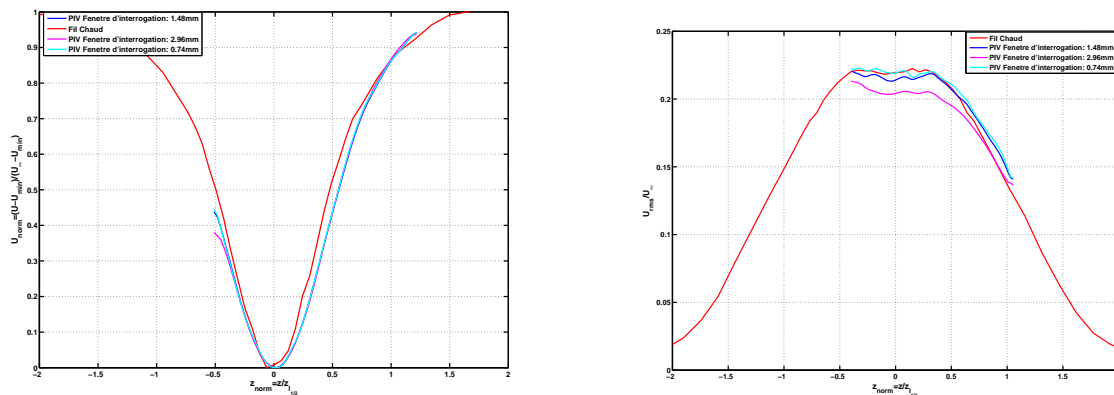


FIG. 6.22 – Comparaison du profil de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse issus des mesures fil chaud et PIV avec différentes tailles de fenêtre d'analyse

## 6.8 Fenêtre d'analyse et limite de la PIV

### 6.8.1 Taille de la fenêtre d'interrogation

Concernant la zone aval présentant le sillage, le croisement de métrologie est effectué en sélectionnant les points du maillage obtenu par PIV dont les coordonnées ont  $X/D = 5$ . Nous montrons les résultats obtenus en utilisant trois tailles différentes pour les fenêtres d'interrogation : 64, 32 et 16 pixels. Pour le champ moyen, la taille de la fenêtre d'interrogation n'a pas d'influence notable. La dimension des fenêtres d'interrogation ne joue que sur les profils d'écart-type ; une dimension de 64 pixels sous-estime légèrement les fluctuations de vitesse, ce qui est tout à fait cohérent avec la perte de résolution spatiale liée à une dimension trop importante des fenêtres d'interrogation. Pour des fenêtres d'interrogation de 32 et 16 pixels de côté, l'accord avec les mesures fil chaud est très bon. Il n'est pas nécessaire dans cette zone d'avoir une fenêtre d'interrogation de faible dimension.

Dans la zone de mélange, nous avons calculé les cartographies de vitesse moyenne et fluctuante pour deux tailles de fenêtre d'interrogation, de 16 pixels et de 32 pixels de côté, afin d'analyser l'influence de ce paramètre, crucial en PIV. Pour le champ moyen, Fig. 6.23 (a) et (b), la taille de la fenêtre d'interrogation ne laisse pas apparaître d'influence notable. On note tout de même que les isocontours sont plus réguliers avec une taille de fenêtre d'interrogation plus grande, ce qui traduit le phénomène de lissage introduit par la taille de la fenêtre d'analyse. On observe également ce phénomène sur les variances des fluctuations (Fig. 6.23 (c), (d), (e) et (f)).

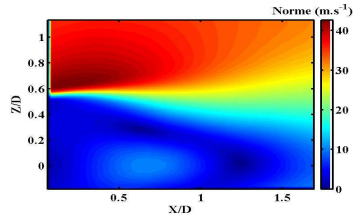
De plus pour ces quantités, une diminution de la taille de la fenêtre d'interrogation s'accompagne d'une légère augmentation des niveaux, principalement dans la zone cisailée pour la composante  $u$ , au voisinage du point de décollement, et dans la zone de recirculation pour la composante  $w$ , où la vitesse moyenne est très faible.

Afin de mieux visualiser les différences observées dans les premiers stades de développement de l'écoulement où les différentes échelles de longueur sont petites, et proches de la dimension caractéristique de la fenêtre d'analyse utilisée, nous montrons sur la Fig. 6.24 les profils dans la direction  $Z$ , extraits des cartographies précédentes dans la section  $X/D = 0.1$ . Une fenêtre de 16 pixels permet de mieux mesurer le gradient moyen très intense de la vitesse axiale  $\langle U \rangle$  dans la zone de cisaillement ; il en est de même pour la composante verticale moyenne  $\langle V \rangle$ . En nous référant aux comparaisons déjà effectuées Fig 6.13, les composantes moyennes sont en accord avec des mesures LDV.

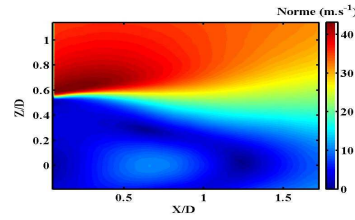
Nous avons observé au paragraphe 6.6.2 que les mesures de fluctuations de vitesse faites par PIV sont souvent sous-estimées par rapport aux échelles obtenues en LDV. La taille de la zone d'analyse en PIV est légèrement supérieure à celle utilisée en LDV. Dans l'analyse de ces profils par deux tailles de fenêtre, les niveaux de fluctuations  $\langle u^2 \rangle$  et  $\langle w^2 \rangle$  plus élevés sont obtenus dans la zone de recirculation. Par contre, une fenêtre de 16 pixels ne fournit aucun gain substantiel pour la variance  $\langle u^2 \rangle$  des fluctuations de vitesse axiale dans la zone cisailée. Ce résultat est relativement surprenant, dans la mesure où l'on pourrait penser qu'une augmentation de la résolution spatiale en PIV dans une zone présentant de petites échelles permet de mieux capter les phénomènes et donc espérer un gain potentiel notable par une diminution de la taille de la fenêtre d'interrogation.

L'étude de la zone de mélange a révélé l'existence d'un phénomène d'oscillation de cette zone. Pour les fenêtres d'analyse calculées au niveau de la zone de mélange, les valeurs calculées sont le résultat d'une prise en compte de ces deux zones, à forte et à faible vitesse. Cependant, on devrait aussi constater ce phénomène sur les mesures LDV, donc cet argu-

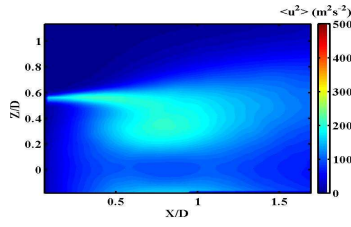




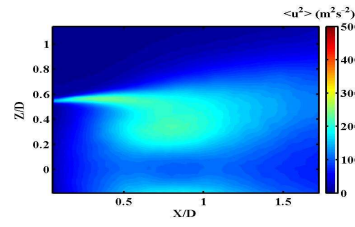
(a)



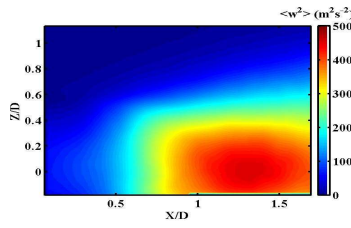
(b)



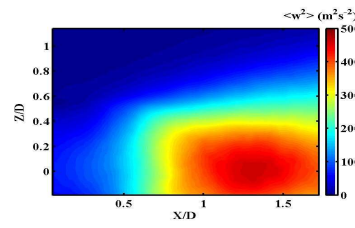
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 6.23 – Influence de la taille de la fenêtre d'interrogation : 16 pixels (à gauche) et 32 pixels (à droite) pour la norme du champ moyen (a et b) la variance des fluctuations de  $\langle u^2 \rangle$  (c et d), et la variance des fluctuations de  $\langle w^2 \rangle$  (e et f)

ment est insuffisant pour justifier totalement l'écart entre les deux techniques d'analyse. Concernant les mesures LDV, la prise en compte de moyennes pondérées peut également réduire considérablement les différences obtenues avec les deux métrologies. Il est possible qu'une autre procédure d'analyse des données LDV fournisse des comparaisons plus proches.

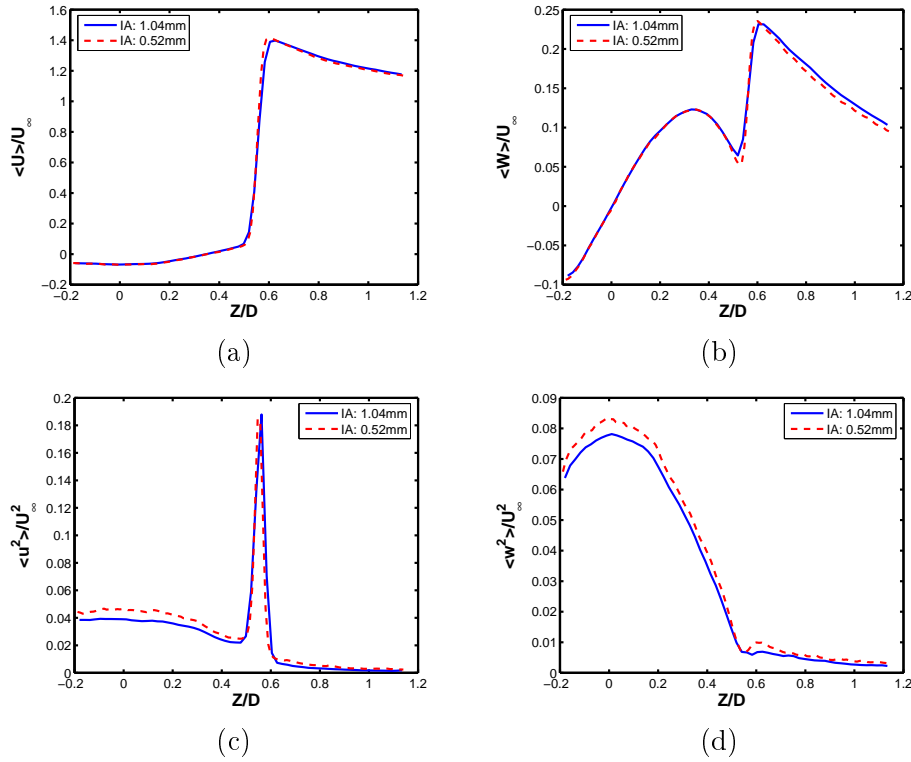


FIG. 6.24 – Influence de la dimension de la fenêtre d’analyse : profils à  $X/D = 0.1$  de  $\langle U \rangle / U_\infty$  (a),  $\langle W \rangle / U_\infty$  (b),  $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$  (c) et  $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$  (d); en bleu : 32 pixels ; en rouge : 16 pixels

Des profils similaires, présentés sur la Fig. 6.25, sont obtenus plus en aval, à  $X/D = 1.2$ . Aucune différence appréciable n’est observée sur les profils de vitesse moyenne. Seuls les niveaux de  $\langle u^2 \rangle$  augmentent légèrement lors de la diminution de la taille de la fenêtre d’analyse.

### 6.8.2 Limite de résolution de la PIV

Pour estimer la résolution spatiale des mesures faites par PIV, il importe de quantifier le rapport entre la dimension caractéristique  $\delta_x$  d’une fenêtre d’interrogation, et une échelle caractéristique de longueur  $L$  représentative du mouvement fluctuant ; pour obtenir une bonne résolution spatiale, on cherche à obtenir un rapport d’échelles  $\delta'_x / L$  le plus faible possible ( $\delta'_x$  est le pas du maillage correspondant pour le taux de recouvrement utilisé). Nous allons procéder à une estimation de ce rapport dans une zone particulièrement défavorable où les échelles  $L$  sont les plus petites : la zone de cisaillement issue du point de décollement pour laquelle nous avons déjà analysé dans le paragraphe 6.6.3 l’effet d’un battement de la ligne de décollement. La Fig. 6.6 représente la fonction d’autocorrélation au point ( $X/D = 0.1, Z/D = 0.55$ ), soit un peu en aval du point de décollement, pour des fenêtres d’interrogation de 16 pixels de côté.

Si on applique la définition 6.4 de l’échelle intégrale de longueur, on obtient une valeur  $L_{uu}^z \approx 4mm$ , soit un rapport entre la dimension de la fenêtre d’interrogation et une échelle de longueur caractéristique de l’écoulement  $\delta'_x / L_{uu}^z \approx 0.13$ . Cette première analyse som-

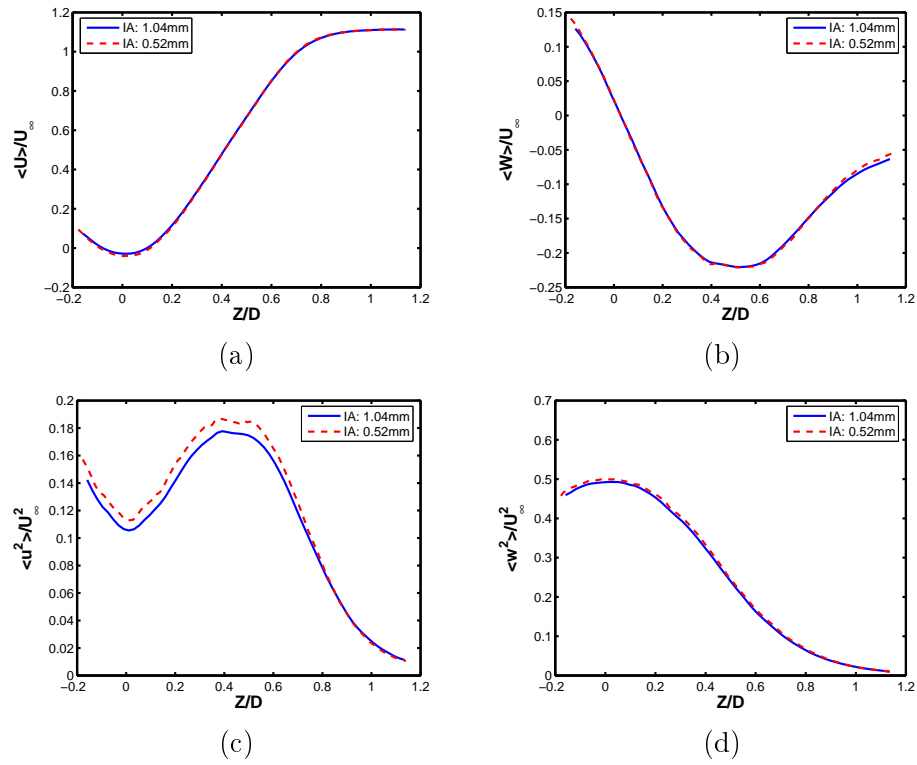


FIG. 6.25 – Influence de la dimension de la fenêtre d'analyse : profils à  $X/D = 1.2$  de  $\langle U \rangle / U_\infty$  (a),  $\langle W \rangle / U_\infty$  (b),  $\langle u^2 \rangle / U_\infty^2$  (c) et  $\langle w^2 \rangle / U_\infty^2$  (d) ; en bleu : 32 pixels ; en rouge : 16 pixels

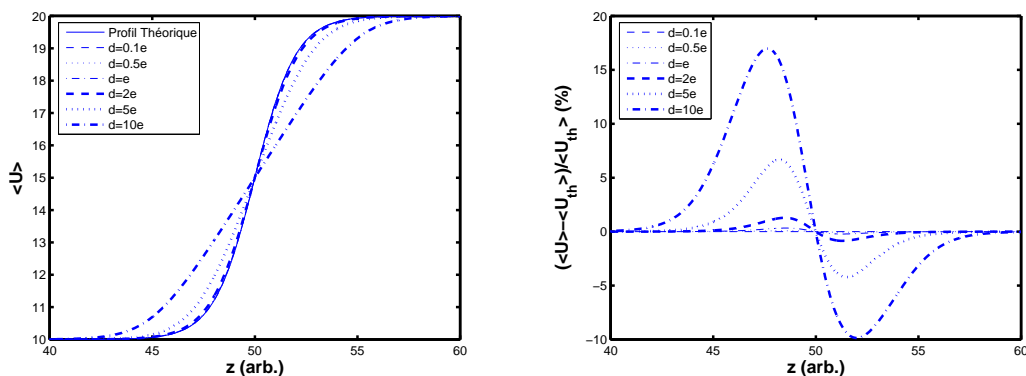


FIG. 6.26 – Influence de la taille de la fenêtre d’interrogation sur la mesure de la vitesse dans une couche de mélange : profils de vitesse moyenne (à gauche) et erreur relative de la vitesse estimée (à droite) pour une fenêtre  $d$  de  $0.1e$ ,  $0.5e$ ,  $e$ ,  $2e$ ,  $5e$ , et  $10e$  ( $e$  : épaisseur caractéristique de la couche de mélange)

maire semble montrer que la résolution spatiale est suffisante pour capter une part importante de l’énergie du mouvement fluctuant. Dans un second temps, on peut préférer utiliser une valeur de  $L_{uu}^z$  traduisant la zone à décroissance plus rapide : une valeur  $L_{uu}^z \approx 1mm$  étant alors plus appropriée, dans ce cas le rapport d’échelles vaut  $\delta_x'/L_{uu}^z \approx 0.52$ . Cette valeur, plus proche de l’unité, montre que le choix des optiques et du grossissement peut nous permettre de prédire une probable sous-estimation de l’énergie des fluctuations de vitesse dans la zone cisailée.

Nous avons cherché à estimer la précision d’une mesure PIV dans la zone de mélange du sillage du barreau. Dans cette zone, on peut se demander comment évolue l’influence de la résolution spatiale lorsque l’on se rapproche du point de décollement, et plus exactement quel est le biais engendré par le défaut de résolution sur les quantités comme la valeur moyenne de la vitesse et son écart type.

Nous allons chercher l’expression analytique du profil de vitesse d’une zone de mélange d’épaisseur  $e$  que nous avons défini Eq. 6.8 ainsi que la valeur qui serait mesurée par PIV.

Considérons maintenant la vitesse  $\mathbf{V}$  mesurée par PIV au point  $\mathbf{x} = (x, z)$ , avec une fenêtre d’analyse de taille  $d$ . On peut faire l’hypothèse que la vitesse mesurée est la moyenne des vitesses présentes dans la fenêtre d’analyse (ADRIAN (1991)). On considère dans ce modèle le champ invariant selon  $x$  et on obtient alors :

$$\mathbf{V}(\mathbf{x}) = \frac{1}{d} \int_{x-d/2}^{x+d/2} \int_{z-d/2}^{z+d/2} \mathbf{U}(x', z') dx' dz' \quad (6.10)$$

$$V(z) = U_m \left[ 1 + \frac{dU}{U_m} \frac{e}{d} \log \left( \frac{\cosh\left(\frac{z-z_c+d/2}{2e}\right)}{\cosh\left(\frac{z-z_c-d/2}{2e}\right)} \right) \right] \quad (6.11)$$

Nous avons ainsi l’expression analytique exacte du profil de vitesse ainsi que la valeur obtenue en moyennant sur une zone de dimension  $d$ . Pour une épaisseur caractéristique de la zone de mélange  $e$ , nous pouvons ainsi observer l’effet de l’agrandissement de la zone d’analyse sur la valeur moyenne et l’écart-type.

Sur un tel profil, Fig. 6.26, on observe une bonne concordance des résultats pour des

fenêtres d'intégration dont la dimension est du même ordre de grandeur que la dimension caractéristique du phénomène observé. Au delà de cette taille, les mesures relevées sont sous estimées : pour une fenêtre d'analyse de  $2e$ , l'écart sur le profil de vitesse moyenne est de l'ordre de 2% et de l'ordre de 6% pour une fenêtre de taille  $d = 5e$  et de plus de 15% dans le cas d'une fenêtre très large. Une fenêtre d'analyse de la taille de la dimension caractéristique observée permet de capter encore le phénomène. Pour un rapport  $d/e$  plus élevé, l'erreur augmente rapidement.

## 6.9 Mécanisme de génération des structures - Étude de phase

Dans ce type d'écoulement pseudo-périodique, une étude basée sur des mesures en phase avec la composante pseudo-périodique est bien indiquée puisqu'elle permet d'obtenir une description de l'écoulement sur l'ensemble d'un cycle.

Afin d'effectuer des mesures de vitesse synchronisées avec un signal physique, où nous avons choisi le signal de fluctuation de pression au point  $(X/D = 0, Z/D = 0.16)$ , il convient de définir une phase  $\varphi$  reliée à cette grandeur. Différents auteurs définissent une phase liée aux variations de pression pariétale à l'aide de son caractère pseudo-périodique.

### 6.9.1 Plan de mesure

Les mesures du champ de vitesse instantanée sont effectuées dans le plan médian de l'écoulement avec un système PIV classique, dans la zone de proche sillage représentée sur la Fig. 6.27. La caméra est équipée d'un objectif Nikon de focale 60 mm, avec une ouverture de 2.8. Les dimensions des champs de vitesse sont reportées dans le tableau 6.1.

Le calcul des champs de vitesse est effectué par corrélation adaptative, avec une taille finale de fenêtres d'interrogation de 32 pixels, soit  $2.47mm$ , pour un taux de recouvrement de 50%. Le maillage est donc défini avec une résolution spatiale  $\delta_x = 1.235mm$  ( $\delta_x/D = 0.05$ ). L'épaisseur des zones cisailées issues des deux points de décollement situés aux arêtes du cylindre tronqué est inférieure à  $\delta_x$ ; la valeur relativement élevée de  $\delta_x/D$  obtenue avec le présent dispositif ne permet donc pas de résoudre spatialement les structures présentes dans ces zones; elle est néanmoins suffisante pour caractériser les structures tourbillonnaires à grande échelle en aval du cylindre, structures dont la dimension est de l'ordre de  $D/2$ .

Deux types de mesures ont été effectués : une mesure du signal de pression et de Q-switch laser, sans synchronisation de la mesure avec la vitesse, le système PIV travaille alors à  $8Hz$ , et une étude de phase, la vitesse étant synchronisée avec la pression. Dans ce cas, l'enregistrement des signaux filtrés, créneaux TTL et impulsions des Qswitchs est également effectué.

La variation de phase est obtenue en retardant la mesure par rapport au signal de déclenchement donné. Ce retard, calculé en supposant que la pression possède une fréquence de  $f_p = 185Hz$ , est reporté tableau 6.4. Cependant d'une étude de phase à l'autre, les variations de vitesse  $U_\infty$  entraînent des variations de fréquence de l'échappement tourbillonnaire observé. Une étude spectrale du signal de pression enregistré pour chaque phase nous a permis par la suite d'obtenir la fréquence réelle de l'échappement tourbillonnaire, et donc donner la valeur exacte de la phase correspondante au retard introduit par l'expérimentateur. L'analyse spectrale a été effectuée sur des blocs de données de 32768 échantillons, ce qui nous donne une résolution de l'ordre de  $0.6Hz$ . La variation de la fréquence mesurée par rapport à celle établie lors des mesures fil chaud provient probablement d'un change-

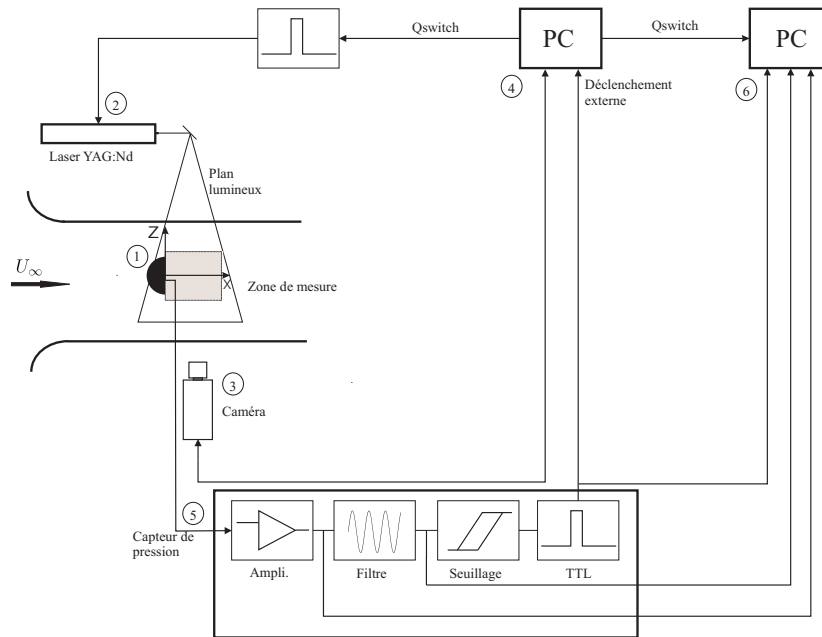


FIG. 6.27 – Montage expérimental de déclenchement de la mesure PIV par synchronisation externe sur le signal de pression pariétale

ment de réglage de la position du Pitot qui permet de vérifier la vitesse de la soufflerie. Si on considère le nombre de Strouhal constant à ce régime, on obtient une variation de fréquence de  $8Hz$  pour un écart de vitesse de  $0.85ms^{-1}$ . Les variations de fréquences entre les différentes phases étudiées proviennent quant à elles de l'obligation d'arrêter la soufflerie pour nettoyer les accès optiques : il est peu aisé de reprendre exactement le même régime de fonctionnement. De plus, ces expérimentations ont été effectuées à une période présentant de fortes variations de température au cours de la journée. Il est possible que cette variation ait entraîné une variation de la consigne de la soufflerie.

## 6.9.2 Déclenchement

Plusieurs techniques ont été utilisées pour des mesures en phase dans le cas de cylindres à sections circulaire ou carrée. Tout d'abord, on peut noter une technique présentée par SETO *et al* (1991) permettant, grâce à une perturbation dans l'écoulement, d'obtenir une série de tourbillons relativement répétitive dans l'espace, au cours des expériences. Mais la technique la plus répandue consiste à synchroniser la mesure sur un signal externe ou d'associer chaque mesure à une phase caractéristique de l'écoulement.

CANTWELL & COLES (1983) ont utilisé un système d'anémométrie par fil chaud volant ( $Re = 140000$ ), le signal de synchronisation de la phase est donné par un capteur de pression pariétal. Le signal de pression est ensuite filtré par un filtre passe bande. Des mesures par vélocimétrie laser Doppler deux composantes ont été faites autour d'un cylindre à section carrée par DURÃO *et al* (1988) dans l'eau avec un nombre de Reynolds de  $Re = 14000$ , ainsi que par LYN *et al* (1995) avec un nombre de Reynolds de  $Re = 21400$ . Avec une étude de la composante de vitesse, DURÃO *et al* (1988) définissent une phase  $\varphi$  propre au caractère périodique de l'écoulement. Cependant, ils n'effectuent pas d'étude en phase, mais ils ôtent la composante déterministe avec un filtre à rejet de bande afin d'étudier la turbulence. LYN *et al* (1995) définissent une référence de phase à l'aide d'un capteur de

TAB. 6.4 – Correspondance phase - retard

Phase $\varphi$ (degrés)	retard $\tau$ (en $\mu s$ )	Fréquence réel ( $Hz$ )	phase réelle (degrés)
0	0	192.9	0
30	450	190.2	30.8
60	900	192.8	62.5
90	1350	190.9	92.8
120	1800	189.2	122.6
150	2250	191.1	154.8
180	2700	191.7	186.33
210	3150	193.8	219.8
240	3600	191.0	247.5
270	4050	189.3	276.0
300	4500	193.4	313.3
330	4950	192.3	342.7

pression disposé au milieu d'une face du cylindre à section carrée. La phase de référence est définie à l'aide d'un filtrage passe bas du signal de pression fourni par le capteur. A chaque enregistrement d'une réalisation LDV est associée une valeur du signal de pression qui permet de définir une phase.

OSHIMA & RAMAPRIAN (1991) ont montré la faisabilité de mesures PIV synchronisées avec un signal périodique de l'écoulement, sans pour autant donner de bons résultats à cause d'une déficience de la résolution spatiale dans leur expérience. SUNG & YOO (2001) effectuent une étude en phase d'une base de donnée PIV résolue dans le temps de l'écoulement à l'aval d'un cylindre circulaire ( $Re = 360$ ). Ils se servent de la fluctuation du signal de vitesse en un point du maillage comme référence de phase. A partir des mesures en phase ainsi que des mesures en plusieurs plans, les auteurs proposent une technique d'investigation des structures cohérentes à grande échelle dans le sillage du cylindre.

KIM *et al* (2002) effectuent des ensembles de phases avec des mesures PIV non résolues dans le temps dans le sillage d'un cylindre à section carrée ( $Re = 3900$ ). Pour déterminer la phase, ils étudient l'intensité de la circulation et la localisation du centre du pic de vortacité détecté sur chaque champ instantané. La distribution de la circulation en fonction de la distance au culot est de forme sinusoidale pour les tourbillons proche du culot. A partir de cette information, les auteurs effectuent des moyennes de phases, ce qui leur permet d'observer le phénomène de génération des structures tourbillonnaires à l'aval de l'obstacle. Cependant leur base de donnée ne leur permet pas de faire l'étude de moments d'ordre supérieur. Dans une configuration de type cavité, CHATELIER *et al* (2004) effectuent une synchronisation de l'enregistrement PIV sur le signal de pression obtenu par un microphone. Le signal de pression est filtré avec un montage analogique passe bande, avant d'être mis en forme pour pouvoir déclencher la mesure PIV.

Nous avons utilisé dans ce travail une démarche similaire. Le signal analogique délivré par le capteur de pression au point ( $X/D = 0, Z/D = 0.16$ ) subit à cet effet un traitement de signal comprenant (Fig. 6.27, (5)) :

- un préamplificateur conditionnant le signal électrique issu du microphone, avec un gain en tension variable (de 1 à 10) ;
- un filtrage réalisé à partir de deux filtres actifs du second ordre. Chaque filtre passe bande est centré sur la fréquence  $f_0 = 185 Hz$  ( $\omega_0 = 2\pi f_0 = 1162 rad.s^{-1}$ ), possède un



- un étage de mise en forme constitué d'un comparateur de seuil réglable et d'un adaptateur de niveau TTL (0 – 5V).

Le seuil de ce comparateur est réglé afin de se déclencher lorsque la fréquence du signal de pression est proche de la fréquence  $f_0$ , ce qui se traduit par une forte amplitude du signal filtré. Ce montage se comporte comme un générateur de fréquence à  $f_0$  qui est asservi à l'écoulement.

Le signal TTL obtenu après seuillage sert alors de signal de déclenchement externe pour le système PIV. Afin d'obtenir une description statistique du champ de vitesse au cours d'un cycle entier du détachement tourbillonnaire, ce signal TTL peut être retardé d'un intervalle de temps compris entre 0 et  $T_0 = 1/f_0 = 5.4ms$  avec une précision de  $0.1\mu s$ . Les mesures synchronisées ont été effectuées pour 12 valeurs de la phase  $\varphi$  comprises entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$ , par incrément de  $30^\circ$ . Un ensemble de 1000 échantillons est mesuré pour chaque phase. Nous montrons sur la Fig. 6.28 un exemple de série temporelle des signaux délivrés par le micro amplifiés (a), du signal filtré (b), du signal TTL (c) obtenu après seuillage, et du signal d'entrée Qswitch du laser (d) dans le cas d'une mesure synchronisée, avec un déphasage  $\varphi$  nul. Le signal de pression délivré par le capteur (a) présente clairement un caractère périodique à la fréquence  $f_0$ ; La présence de l'harmonique  $2f_0$  est également visible, ainsi que les fluctuations qui contribuent au spectre large-bande. La figure montre que l'amplitude du signal filtré (b) augmente dans un premier temps, pour atteindre la valeur seuil. Le comparateur et l'adaptateur de niveau génèrent alors une série de créneaux TTL (c) à chaque fois que la valeur du signal filtré (b) est égale à la valeur seuil. Le signal TTL obtenu après seuillage est un signal intermittent constitué d'une succession de 12 impulsions consécutives, pendant un intervalle de temps où le signal de pression conserve un caractère périodique prononcé à la fréquence  $f_0$  sans changement notable de phase. Pour la première impulsion délivrée par le trigger, le système de synchronisation entre le laser et la caméra génère les signaux qui permettent la mesure d'un champ de vitesse. Comme le déphasage  $\varphi$  est nul, le signal de déclenchement Qswitch coïncide temporellement avec le signal TTL de trigger externe; la faible cadence de répétition de la caméra ne permet d'effectuer qu'une seule mesure durant cette bouffée. La Fig. 6.29 présente l'histogramme de l'intervalle de temps entre deux mesures de vitesse successives, pour une valeur de phase  $\varphi = 0^\circ$ . La répartition des temps entre deux mesures successives suit approximativement une loi de Poisson dont la moyenne  $T$  est  $\langle f_1 T \rangle = 6.63$ . Des histogrammes similaires sont obtenus pour les autres valeurs de la phase de synchronisation  $\varphi$  obtenues par décalage temporel à l'aide du logiciel. La similarité des histogrammes pour les différentes valeurs de la phase  $\varphi$  montre que sur un plan statistique, la cohérence de la fondamentale  $f_0$  du signal de pression est peu affectée par les autres composantes spectrales entre l'instant du premier passage du signal filtré à une valeur égale à la valeur seuil et l'instant du déclenchement du signal retardé qui correspond à la mesure par PIV du champ de vitesse. Par ailleurs, le critère de seuillage relativement sélectif qui est imposé à l'amplitude du signal filtré ralentit donc fortement la cadence moyenne des mesures.

L'enregistrement simultané du signal analogique de pression et du signal Qswitch laser est effectué à une fréquence  $f_{acq} = 20000Hz$  à l'aide d'une carte analogique installée dans un autre PC (Fig.6.27 (6)). La détection d'un niveau haut du signal Q-switch du laser est effectuée par le logiciel, et permet d'associer une mesure de vitesse instantanée avec une mesure de pression instantanée. La précision sur la détermination d'un niveau haut du signal TTL du Q-switch est égale à  $1/f_{acq} = 50\mu s$ ; cet intervalle de temps représente une erreur d'environ  $3.6^\circ$  sur la détermination de la phase du cycle périodique de détachement tourbillonnaire.

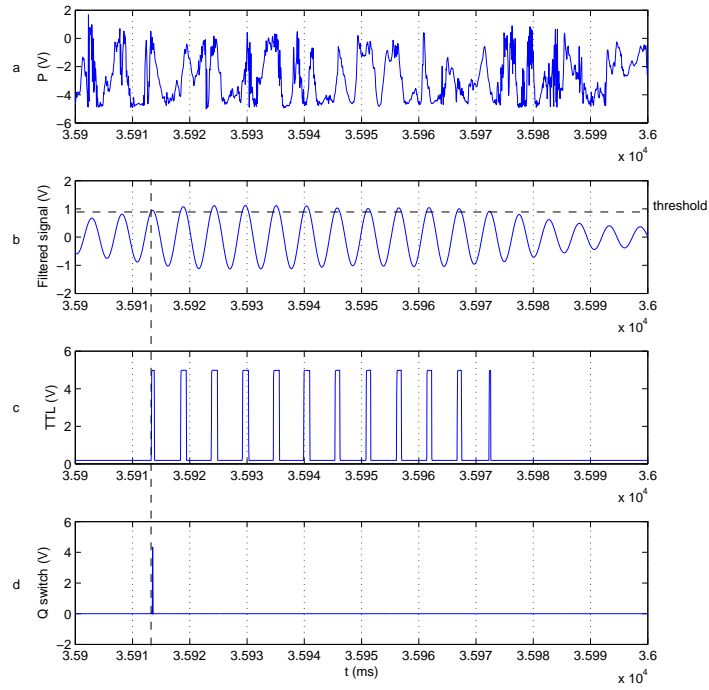


FIG. 6.28 – Signaux instantanés enregistrés : signal de pression amplifié, signal filtré, signal TTL et signal QSwitch laser

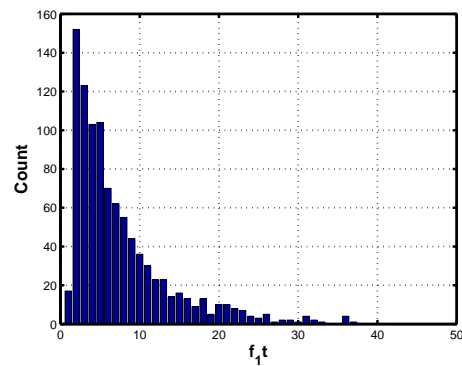


FIG. 6.29 – Histogramme de l'intervalle de temps entre deux enregistrements successifs pour les mesures synchronisées

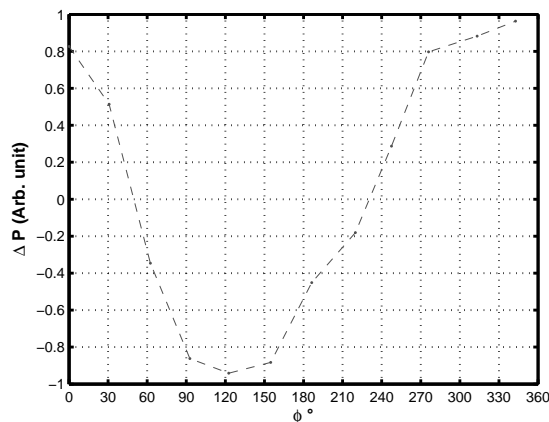


FIG. 6.30 – Valeur moyenne du signal de pression mesuré en fonction de la phase  $\varphi$

A partir de ce signal analogique, nous nous intéresserons à deux types d'acquisitions :

- acquisition d'échantillons de vitesse, mesurés à la cadence maximale autorisée par la caméra, soit une fréquence  $f_1$  proche de  $4Hz$ . Le rapport  $f_1/f_0$  est de l'ordre de 50 dans l'expérience, les mesures ne sont pas résolues dans le temps et sont asynchrones avec le détachement tourbillonnaire périodique ;
- acquisition d'échantillons de vitesse synchronisés avec le signal de pression pariétale délivré par le microphone. La cadence d'échantillonnage est alors aléatoire, et inférieure à  $f_1$ .

### 6.9.3 Analyse de la pression

La première étape est d'extraire l'échantillon de pression de l'ensemble du signal qui correspond à la mesure de vitesse par PIV grâce au signal enregistré du Qswitch qui donne l'instant de la mesure.

La Fig.6.30 présente la valeur moyenne du signal de pression en fonction de la phase  $\varphi$ . On observe bien que le signal de pression pariétale au culot du cylindre varie de façon périodique. Sur cette figure, les valeurs de la pression ont été replacées à la phase réelle de l'enregistrement (voir le commentaire section 6.9.1).

Pour une phase nulle, il apparaît que le signal de pression décroît, le maximum du signal étant pour environ  $350^\circ$ . Ceci vient du retard dans la mesure de  $180\mu s$  nécessaire pour le laser afin d'effectuer l'illumination, à partir de l'information TTL fournie par le montage analogique. Il n'est en effet pas possible d'anticiper le pompage optique du laser afin d'obtenir un illumination à l'instant défini par le montage analogique. Ce retard correspond à un décalage de phase de  $12^\circ$ .

### 6.9.4 Analyse PIV

Nous avons donc effectué une corrélation adaptative sur la zone carrée de 1024 pixels de côté, avec des fenêtres d'analyse finales de 32 pixels de côté (soit  $5.745mm^2$ ), et un recouvrement de 50%.

La Fig. 6.31 présente les visualisations des structures cohérentes détectées sur les champs

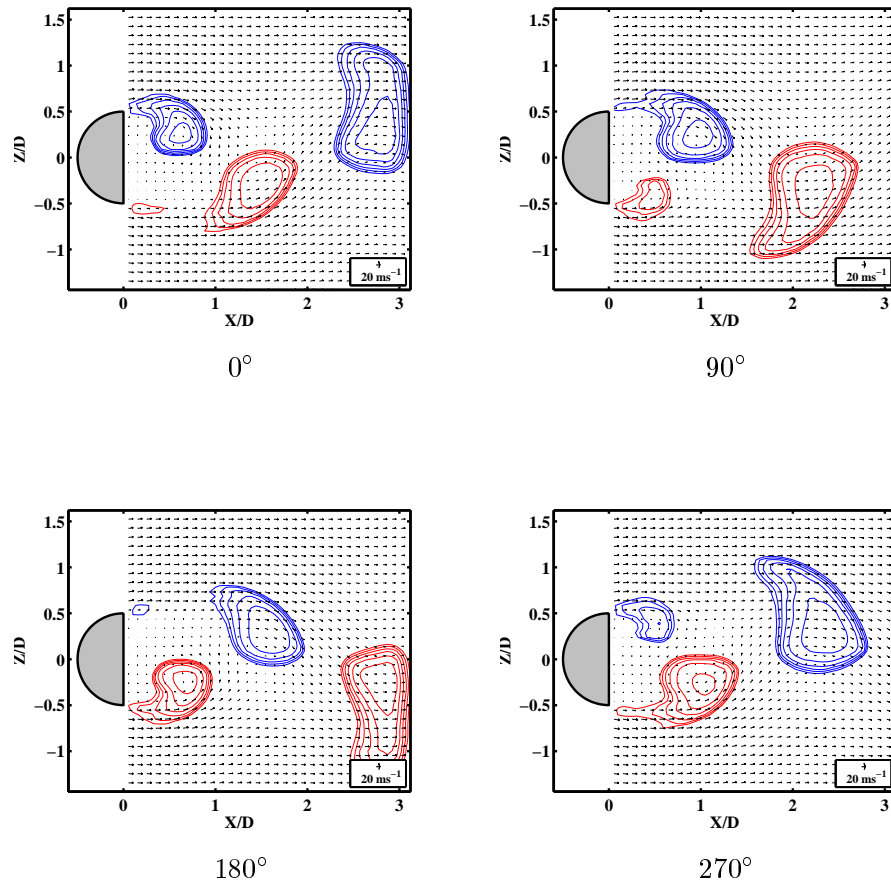
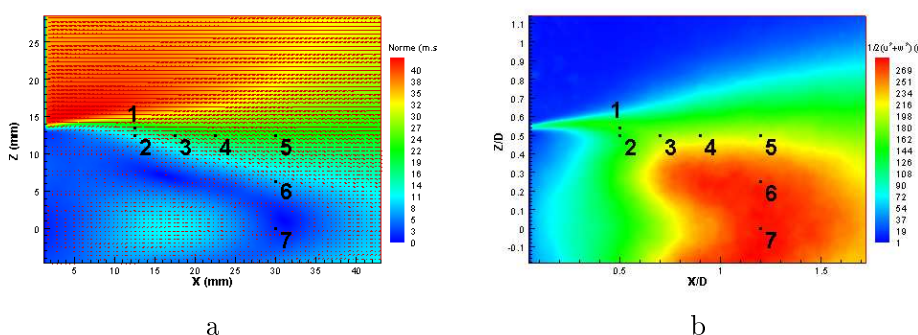


FIG. 6.31 – Champs de vitesse (sous échantillonné) et structures cohérentes définies par le critère  $\Gamma_2$  à l’aval du cylindre tronqué (isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

moyens réalisés pour quatre valeurs de la phase  $\varphi$  : les structures cohérentes sont représentées par le critère  $\Gamma_2$ . Cette étude permet de bien visualiser la génération des deux tourbillons contra-rotatifs au culot de l’obstacle au cours d’un cycle complet. Même s’il existe un léger déphasage du au système de mesure dans la phase, la comparaison des champs de vitesse et de la variation de pression présentée permet de comprendre le mécanisme. Le maximum de pression relevé pour  $\varphi = 0^\circ$  se situe au moment où le tourbillon issu de l’arête supérieure vient impacter le culot du cylindre tronqué. Même si la structure se développe, elle est entraînée vers l’aval ( $\varphi = 90^\circ$ ), la vitesse au niveau du capteur diminue, ce qui se traduit par une diminution de la pression relevée. Lors de la génération du tourbillon au niveau de l’arête inférieure ( $\varphi = 180^\circ$ ), on constate toujours une diminution de la pression qui atteint son minimum lors du détachement de la structure inférieure. La génération du tourbillon suivant fait de nouveau augmenter la pression pariétale mesurée par le capteur ( $\varphi = 270^\circ$ ).

TAB. 6.5 – Coordonnées réelles et adimensionnalisées des 7 positions de mesure bipoint effectuées en LDV

Position	Coordonnées réelles (mm)	Coordonnées adimensionnalisées
1	(12.5, 13.5)	(0.5, 0.54)
2	(12.5, 12.5)	(0.5, 0.5)
3	(17.5, 12.5)	(0.7, 0.5)
4	(22.5, 12.5)	(0.9, 0.5)
5	(30, 12.5)	(1.2, 0.5)
6	(30, 6.25)	(1.2, 0.25)
7	(30, 0)	(1.2, 0)


 FIG. 6.32 – Position des 7 points de mesure de corrélation spatiale dans le sillage du cylindre tronqué. Représentation de la norme de la vitesse (a) en coordonnées physiques et de l'énergie de fluctuation  $k$  (b) en coordonnées adimensionnalisées

## 6.10 Mesures de corrélation de vitesse

### 6.10.1 cartographie de l'écoulement

La technique de mesure PIV en deux temps permet d'obtenir les cartographies complètes des corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  et  $R_{ww}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  pour les différentes valeurs de  $\tau$  mesurées par PIV en deux temps. Les mesures de PIV en deux temps ont été faites pour les valeurs suivantes de  $\tau$  : 0, 100, 200, 300, 400, 600, 800, 1300, 1800, 2300 et 3000  $\mu\text{s}$  concernant la zone aval, et pour des valeurs de  $\tau$  0, 100, 200, 300, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 et 1600  $\mu\text{s}$  au niveau du point de décollement. Il n'est cependant pas possible d'obtenir aisément le même type de cartographie avec des méthodes de mesures ponctuelles, comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe 2.2.

Pour l'étude des corrélations spatio-temporelles, différents points de la zone explorée ont été choisis pour une étude en LDV. Nous reprendrons ces points présentés Tab. 6.5 comme référence pour les corrélations issues des mesures PIV. Concernant les mesures réalisées plus en aval dans le sillage par fil chaud, nous n'avons exploré que le profil selon  $Z$  à  $X/D = 5$ .

De telles cartographies sont présentées sur les Fig. 6.33 et 6.34, pour deux positions du point fixe  $\mathbf{x}$ , représentées par un point noir pour chaque graphique, et pour 5 valeurs de  $\tau$  : 0, 100, 400, et 800  $\mu\text{s}$ .

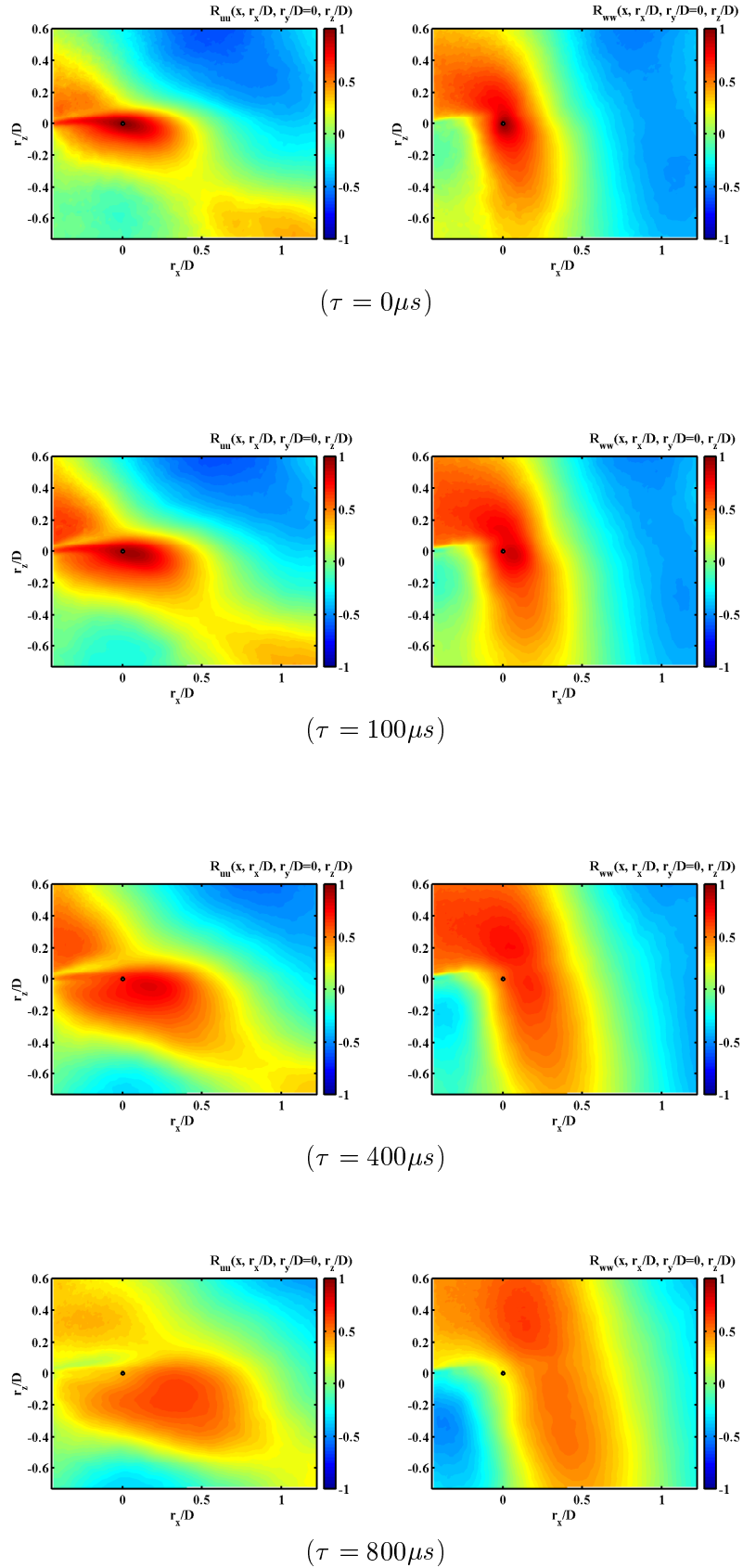


FIG. 6.33 – Cartographies de  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  (à gauche) et de  $R_{ww}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  (à droite) à la position  $(X/D = 0.5, Z/D = 0.54)$  pour différentes valeurs de  $\tau_{103}$

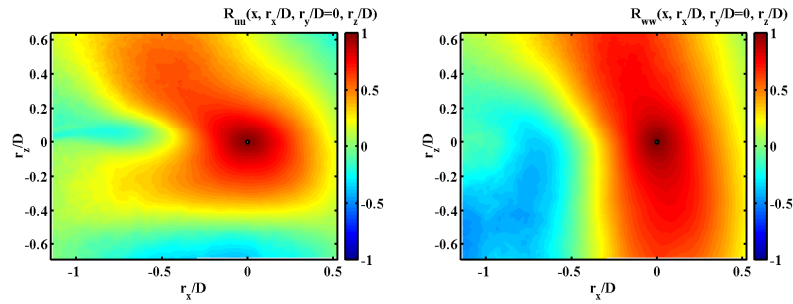
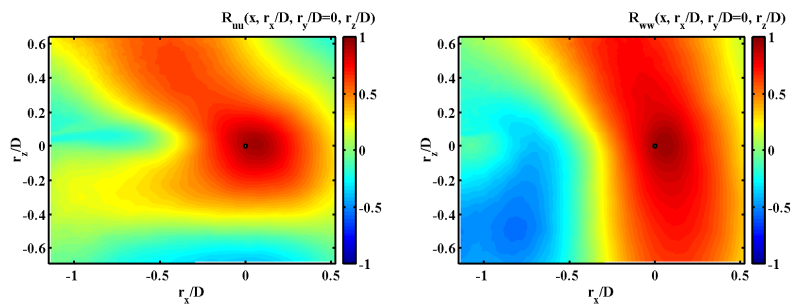
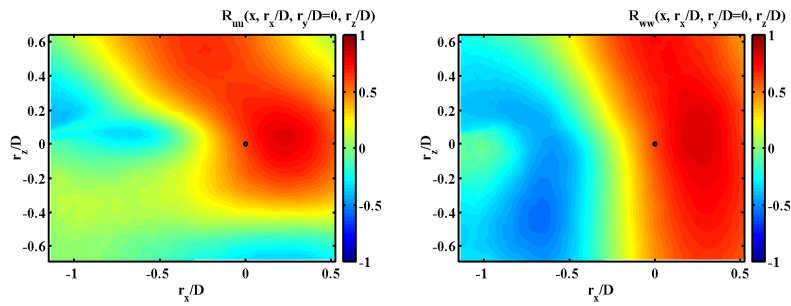
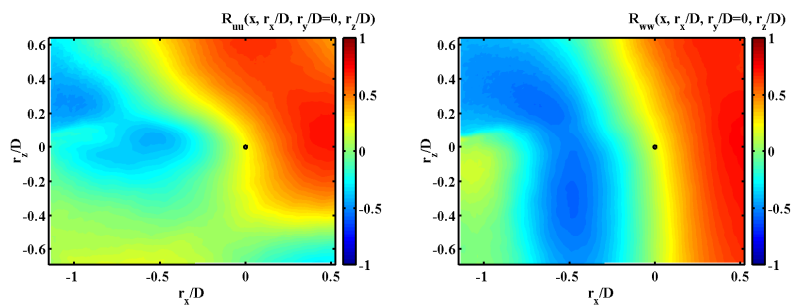

 $(\tau = 0\mu s)$ 

 $(\tau = 100\mu s)$ 

 $(\tau = 400\mu s)$ 

 $(\tau = 800\mu s)$ 

FIG. 6.34 – Cartographies de  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  (à gauche) et de  $R_{ww}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  (à droite) à la position  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$  pour différentes valeurs de  $\tau$

L'analyse des cartographies au point 1 qui est situé dans la zone cisailée montre des morphologies d'isocorrélations très complexes, contrairement à celles obtenues dans le sillage proche. Pour les corrélations de la fluctuation de vitesse  $w$  dans la direction  $Z$ , on note un allongement des courbes d'isovaleurs dans la direction verticale, qui traduit un mouvement d'oscillation à grande échelle de la position de la ligne de décollement. Cette fluctuation de position de la ligne de décollement est en fait engendrée par l'échappement périodique des tourbillons à grande échelle qui se forment au culot du cylindre. La forme complexe des fonctions de corrélation suggère qu'il n'est pas possible de modéliser dans une zone les corrélations spatio-temporelles par une forme analytique simple donnée par le produit d'un terme décrivant la décroissance spatiale et d'un terme donnant la décorrélation temporelle, de tels modèles étant parfois utilisés dans les modèles de propagation acoustique. Les cartographies de corrélations obtenues plus en aval au point 5 montrent la relaxation des courbes isovaleurs vers une forme plus classique.

### 6.10.2 Profils de corrélation et Comparaison PIV - LDV et PIV - Fil chaud

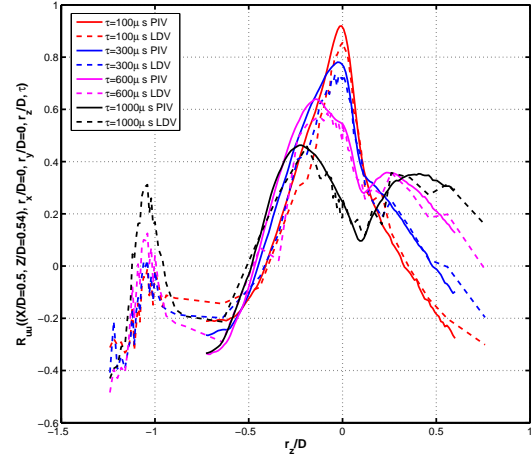
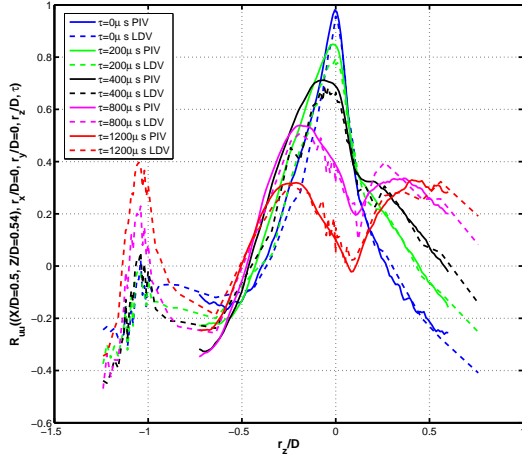
A partir des cartographies obtenues précédemment, nous pouvons extraire des profils correspondants à une corrélation en deux points, à  $\tau$  fixé. La Fig. 6.35 présente l'évolution temporelle des profils de corrélations spatiales  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x, r_y = 0, r_z, \tau)$  à la position 1  $\mathbf{x}$  définies dans le Tab. 6.5 selon les profils à  $X/D$  et  $Z/D$  constant. En chacune de ces positions, nous pouvons observer la décroissance de la fonction de corrélation spatiale lorsque  $\tau$  augmente, ainsi que le déplacement du maximum de la fonction de corrélation. Il est à noter que les trois positions en aval ne permettent pas d'observer complètement l'évolution temporelle de la fonction de corrélation, car le maximum n'est plus visible dans la zone explorée pour des temps supérieurs à  $800\mu s$ . Sur l'ensemble des profils tracés, nous observons la décroissance du coefficient de corrélation au cours du temps, quelle que soit la méthode de mesure utilisée. Une étude sur les profils à  $X/D$  constant montre que pour les points dans la zone de cisaillement (P1 : 6.35), il existe une forte corrélation entre  $r_z/D = 0$  et  $r_z/D = -1$ . Ce phénomène correspond à la corrélation entre les deux zones de cisaillement. Les profils à  $Z$  constant montrent bien un déplacement du maximum de la fonction de corrélation spatiale vers l'aval pour chaque temps  $\tau$ .

Nous pouvons voir à travers ces différents profils que les deux méthodes de mesures employées dans cette étude donnent des résultats relativement similaires. Nous obtenons une bonne correspondance dans les courbes obtenues, la LDV restant toutefois plus bruitée que la PIV du fait du nombre assez restreint d'échantillons retenus.

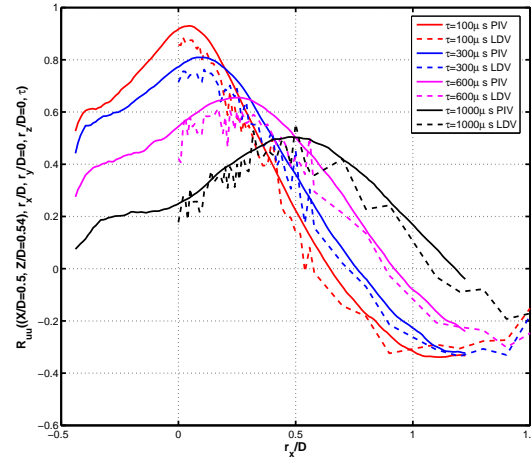
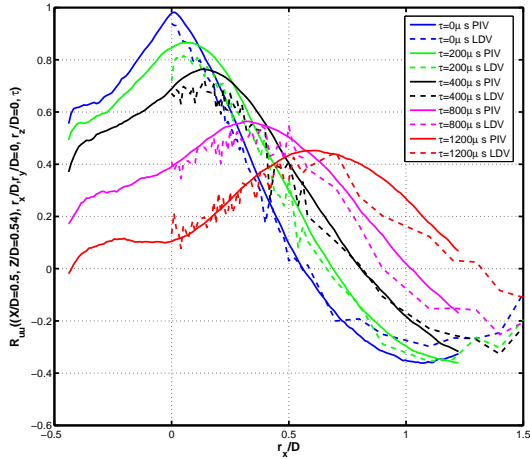
Pour des mesures plus en aval à une distance  $X/D = 5$  (Fig. 6.36), les mesures obtenues selon un profil à  $X/D$  constant par fil chaud et par PIV montrent de bonnes similitudes pour des temps  $\tau$  allant jusqu'à  $800\mu s$ . Les valeurs PIV étant toujours légèrement plus élevées que celles obtenues en fil chaud. Ce biais systématique semble indiquer que les différences observées entre les deux métrologies n'est pas à imputer au nombre restreint d'échantillons statistiques utilisé en PIV.

Mis à part cela, la concordance entre les deux techniques est remarquablement bonne, compte tenu des différences considérables qui existent entre les deux outils métrologiques (cadence d'acquisition, nombre d'échantillons). On remarque que le coefficient de corrélation temporelle ne tend vers zéro que très lentement lorsque la distance  $r_z$  entre les deux points de mesure augmente. Cet effet peut être modélisé simplement en supposant que la fluctuation de vitesse en un point est la somme d'une composante aléatoire (responsable





Profil X constant



Profil X constant

FIG. 6.35 – Comparaison LDV- PIV des corrélations  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x/D = 0, r_y/D = 0, r_z/D, \tau)$  et  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x/D, r_y/D = 0, r_z/D = 0, \tau)$  au point P1 ( $X/D = 0.5, Z/D = 0.54$ )

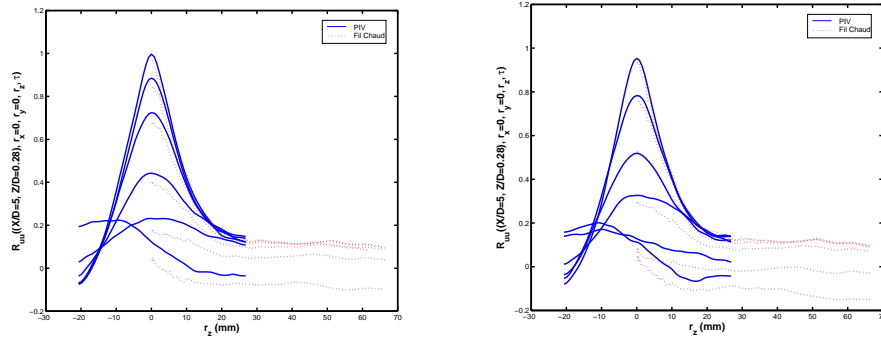


FIG. 6.36 – Comparaison PIV fil chaud des corrélations  $R_{uu}(\mathbf{x}, r_x = 0, r_y = 0, r_z, \tau)$  au point P1 ( $X/D = 5, Z/D = 0.28$ ) pour 0, 200, 400, 800, 1300, 2300  $\mu s$  (à gauche) et 100, 300, 600, 1000, 1800, 3000  $\mu s$  (à droite)

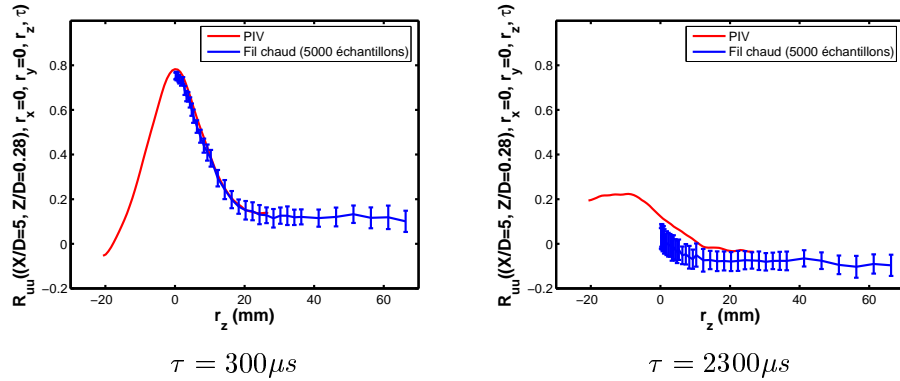


FIG. 6.37 – Corrélation spatio-temporelle sur des enregistrements de 5000 échantillons. Comparaison PIV - fil chaud

du spectre à large-bande), et d'une composante déterministe périodique (responsable de la raie spectrale) dont la phase est identique aux deux points séparés d'une distance  $r_z$ .

Nous avons finalement entrepris une analyse comparative des corrélations spatiales et spatio-temporelles en calculant ces grandeurs issues des mesures par anémométrie fil chaud avec un nombre d'échantillons voisin de celui utilisé en PIV. Nous avons calculé ainsi le coefficient de corrélation pour 80 blocs distincts contenant chacun 5000 échantillons statistiques (Fig. 6.37). Ainsi, nous pouvons obtenir la valeur moyenne ainsi que les extrema de la fonction de corrélation. Globalement, pour les temps relativement faible, la valeur obtenue par PIV est proche de la valeur moyenne obtenue par fil chaud. Pour les temps plus élevés, la courbe obtenue par PIV reste dans les limites observées sur l'ensemble des blocs analysés en fil chaud.

En conclusion : Suite à cette étude, nous pouvons souligner l'accord direct entre les différentes techniques employées. Les résultats sont très cohérents entre eux si l'on s'intéresse à la détermination des phénomènes à grande échelle. Il apparaît au cours de cette étude que la LDV est beaucoup plus lourde d'utilisation en bi-point que la PIV, comparativement au nombre de profils que nous pouvons obtenir. En effet, en PIV, l'estimation de la corrélation

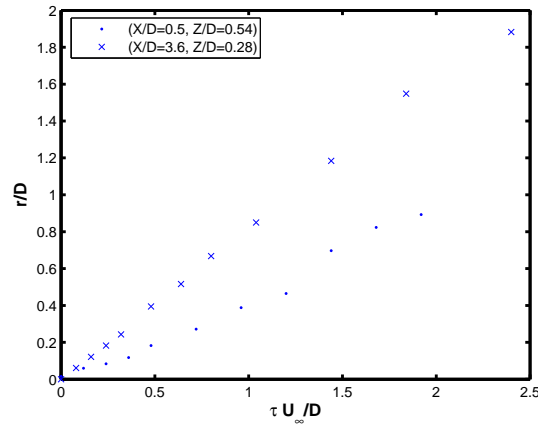


FIG. 6.38 – Déplacement de l’extremum de la corrélation adimensionnée par le diamètre  $D$ , en fonction du temps adimensionné pour les points  $(X/D = 0.5, Z/D = 0.54)$ (•) et  $(X/D = 3.6, Z/D = 0.28)$ (×)

spatio-temporelle (pour différents décalages temporels) permet d’obtenir directement un champ sur la fenêtre de mesures. Pour ce qui est de la LDV, l’estimation ponctuelle impose (pour des raisons de temps de mesures) de définir des profils pour le calcul de la corrélation spatio-temporelle.

### 6.10.3 Vitesse d’advection

On distingue très nettement pour chaque valeur de  $\tau$  un maximum de corrélation ; ce maximum, dont l’intensité décroît lorsque  $\tau$  augmente, se déplace dans la direction de l’écoulement moyen. Le suivi du maximum de la fonction de corrélation pour les différentes valeurs de  $\tau$  (Fig. 6.33 et 6.34) permet d’avoir une estimation du déplacement du maximum en fonction du temps  $\tau$  de la mesure. Nous pouvons ainsi évaluer la vitesse de convection des structures turbulentes.

La représentation Fig. 6.38 du déplacement de l’extremum de la corrélation adimensionnée par le diamètre  $D$  de l’obstacle, en fonction du temps aussi adimensionné, montre que ce déplacement varie de façon linéaire avec  $\tau$ .

$$\frac{r}{D} = \alpha \frac{\tau U_\infty}{D} \quad (6.12)$$

Dans chacune des 7 zones explorées en amont, une première analyse semble montrer que la vitesse de convection est de l’ordre de  $U_\infty/2$  pour les points de mesures proches de la zone de recirculation. Le même type d’analyse plus loin en aval dans le sillage permet de trouver une vitesse d’advection plus élevée. Une mesure plus en aval au point de coordonnées  $(X/D = 3.6, Z/D = 0.28)$  montre que la vitesse d’advection est de 84% de la vitesse  $U_\infty$ . Ceci s’explique par le fait que plus en aval, le déficit de vitesse présent dans le sillage commence à s’estomper et donc la vitesse se rapproche de la vitesse de référence. Les points plus en amont ont des vitesses plus faibles car elles sont proches des zones basses vitesses correspondant à la zone de recirculation.

# Synthèse

Cette section a fait état des différentes expérimentations qui ont été menées durant ce travail dans le but d'obtenir une base de données permettant l'élaboration du modèle de l'écoulement. Ce travail a également apporté une caractérisation globale de l'écoulement, une description de la topologie spatiale et des caractéristiques spectrales qui sont globalement très similaires à celles obtenues en aval d'un cylindre circulaire. L'ensemble des comparaisons de méthode semble indiquer que les données enregistrées par PIV décrivent correctement l'écoulement mis à part en certaines zones où il existe un manque de résolution.

Nous avons donc une base d'échantillons de champs de vitesse dans les différentes zones.

Le travail est maintenant de dégager de ces mesures non corrélées un modèle permettant de décrire aussi fidèlement que possible le mouvement à grande échelle du sillage, tenant compte également des mouvements à plus petite échelle qui traduisent la turbulence.



Troisième partie

Décomposition par POD et analyse



## Chapitre 7

# Décomposition orthogonale en modes propres de l'écoulement

*Une analyse statistique plus approfondie est possible à partir de diverses méthodes qui restent généralement des décompositions. Ces décompositions peuvent être de nature différente : citons parmi les plus courantes une décomposition de Fourier ou bien en ondelette. Nous avons opté pour une décomposition adaptée à l'analyse d'un espace physique, dont les modes sont spatiaux et tiennent compte des conditions aux limites du domaine. Le formalisme mathématique ainsi que les principaux résultats établis ont été rappelé au chapitre 2.3. Nous allons faire une analyse des diverses informations délivrées par cette méthode, en commençant par l'étude des variations des valeurs propres. Nous parlerons ensuite de la topologie des premiers modes POD dans chacune des expériences avant d'observer les propriétés des coefficients associées. Il est à noter que l'ensemble des décompositions effectuées dans ce travail a été obtenu à partir des fluctuations des champs de vitesse.*

### 7.1 Étude des valeurs propres d'une décomposition

#### 7.1.1 Valeurs propres de l'ensemble des expérimentations

Les différentes analyses POD d'écoulements à l'aval d'un obstacle réalisées au cours de ce travail ont toutes révélées un comportement similaire concernant l'évolution des valeurs propres  $\lambda_i$  associées aux modes  $\phi^{(i)}$ , comme nous pouvons l'observer sur la Fig. 7.1. Les valeurs correspondantes des  $\lambda_i$  sont reportées dans le Tableau 7.1 pour les mesures réalisées en aval dans le sillage du cylindre tronqué ( $Re = 33k$ ), les mesures au niveau du point de décollement ( $Re = 50k$ ), les mesures au culot du cylindre couvrant la zone de recirculation ( $Re = 33k$ ) ainsi que les mesures résolues dans le temps réalisées à faible vitesse dans l'eau en aval d'un cylindre circulaire ( $Re = 114$ ). Il apparaît dans l'ensemble des expériences relatives à l'écoulement à l'aval d'un cylindre, tronqué ou non, que les deux premiers modes ont une contribution prédominante et équivalente par rapport aux autres modes de la décomposition. Comme nous le verrons par la suite, la décomposition de ce type d'écoulement marqué par un phénomène déterministe à caractère périodique fournit les deux premiers modes principaux, ce qui se traduit par une forte valeur des deux valeurs propres associées. Le poids énergétique du premier mode varie entre 30 et 35% et entre 23 et 28% pour le deuxième mode, selon les vitesses et les géométries rencontrées. Les valeurs énergétiques des modes 3 et 4 diffèrent pour les expériences avec le cylindre tronqué et l'expérience avec le cylindre circulaire à bas nombre de Reynolds. Une étude au paragraphe suivant permet de penser que le poids relatif des modes 3 et 4 est plus dû à la différence de vitesse que



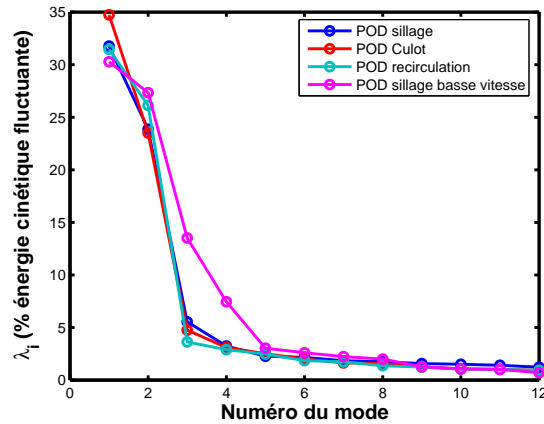


FIG. 7.1 – Variation du pourcentage d'énergie cinétique présent dans les 12 premiers modes dans les différentes expériences réalisées

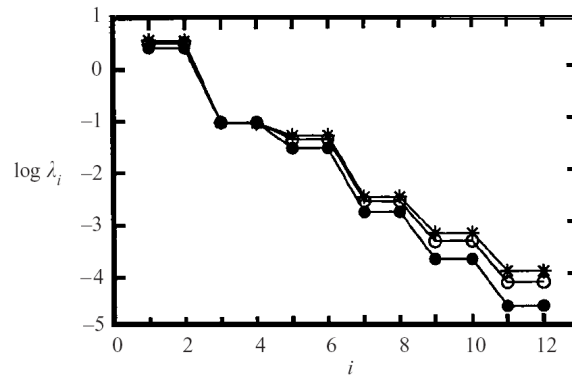


FIG. 7.2 – Variation des 12 premières valeurs propres dans le cas d'une simulation numérique autour d'un cylindre circulaire :  $Re = 100$  (●),  $Re = 100$  (○),  $Re = 200$  (★) (NOACK *et al* (2003))

de géométrie. Au delà du 5<sup>ème</sup> mode, le poids énergétique des différentes composantes varie de manière similaire, même s'il apparaît alors des différences dans les modes que l'on considère.

Contrairement aux décompositions réalisées sur des champs de vitesse issus de simulations numériques, à faible nombre de Reynolds (MA & KARNIADAKIS (2002) :  $Re=150$ , NOACK *et al* (2003) :  $Re=100$  à 200), nous n'observons pas de décroissance en paliers des valeurs propres. Ces paliers signifient que, du point de vue énergétique, les modes associés possèdent la même importance au sein de l'écoulement : ils ont tout deux une énergie voisine (ceci par rapport à l'écart avec les autres valeurs propres environnantes). NOACK *et al* (2003) font remarquer que, dans leur cas, les modes associés à chaque paire possèdent une énergie similaire et que la décroissance énergétique d'une paire à la suivante suit approximativement un progression géométrique (Fig. 7.2). Ils montrent que ce comportement se rapproche de la théorie asymptotique proposée par DUŠEK *et al* (1994) ou encore DUŠEK (1996) prédisant une amplitude quasi constante du rapport entre deux modes de Fourier

TAB. 7.1 – Énergie contenue dans les premiers modes et énergie totale correspondante dans les diverses décompositions POD

	Aval		Amont (décollement)		Amont (Culot)		Basse vitesse	
U ( $m.s^{-1}$ )	20		30		20		0.014	
Re	33000		50000		33000		114	
Numéro	Somme	%vp	Somme	%vp	Somme	%vp	Somme	%vp
1	31.72	31.72	34.071	34.071	31.448	31.448	30.276	30.276
2	55.11	23.39	57.396	23.325	57.566	26.118	57.610	27.334
3	60.698	5.5876	62.113	4.7164	61.198	3.6311	71.119	13.509
4	64.03	3.3327	65.295	3.1818	64.081	2.8835	78.565	7.446
5	66.273	2.2422	67.801	2.506	66.552	2.471	81.590	3.026
6	68.358	2.0854	69.781	1.981	68.394	1.8418	84.184	2.594
7	70.228	1.87	71.373	1.591	70.127	1.7331	86.417	2.233
8	71.991	1.7627	72.86	1.489	71.487	1.3603	88.419	2.002
9	73.532	1.5416	74.097	1.237	72.72	1.2328	89.692	1.273
10	75.047	1.5146	75.164	1.067	73.758	1.0386	90.751	1.060
11	76.483	1.4364	76.151	0.987	74.774	1.0152	91.759	1.008
12	77.677	1.1934	77.049	0.898	75.69	0.9168	92.461	0.702
20	83.685	0.5584	81.768	0.440	80.920	0.515	95.949	0.262
50	91.693	0.1388	88.457	0.124	88.632	0.140	99.015	0.035
100	95.538	0.0442	92.147	0.045	92.885	0.053	99.689	0.005

consécutifs dans un écoulement périodique.

Le fait d'obtenir deux modes de même importance énergétique et de topologie semblable dans l'écoulement laisse penser qu'ils participent tous deux au même mouvement élémentaire. Nous justifierons ceci ainsi que la distribution des valeurs propres dans le paragraphe 7.2.1 en se basant sur l'observation des topologies des modes associés.

### 7.1.2 Cas des mesures à faible nombre de Reynolds - Mesures résolues dans le temps

L'étude des valeurs propres met en évidence que dans le régime correspondant à cette gamme de nombre de Reynolds, l'augmentation de la vitesse entraîne une diminution de l'importance relative des modes 1 et 2 au profit des modes d'ordre supérieurs (3 et 4 essentiellement). Cela revient à dire que lorsque la vitesse augmente, même si le phénomène principal reste défini par les modes 1 et 2, d'autres phénomènes physiques prennent une

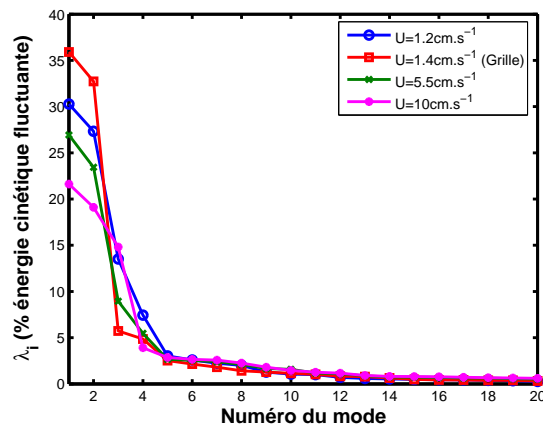


FIG. 7.3 – Pourcentage de l'énergie cinétique de fluctuation contenue dans le mode  $i$  pour chacune des vitesses :  $U_\infty = 1.2\text{cm.s}^{-1}$  ( $Re = 114$ ),  $U_\infty = 1.4\text{cm.s}^{-1}$  ( $Re = 133$ ) avec une grille de turbulence,  $U_\infty = 5.5\text{cm.s}^{-1}$  ( $Re = 522$ ) et  $U_\infty = 10\text{cm.s}^{-1}$  ( $Re = 950$ ) pour les mesures à faible vitesse dans l'eau

part plus importante à travers les modes 3 et 4.

Il est cependant intéressant de constater que lors de la décomposition obtenue suite à l'analyse pour une faible vitesse à laquelle on a associé une turbulence de grille amont, on observe une accentuation de la différence d'énergie entre les deux premiers et les modes supérieurs par rapport au cas sans turbulence amont. L'écoulement incident étant légèrement perturbé par la turbulence de grille amont, cette perturbation a pour effet de diminuer l'importance du mouvement porté par les modes 3 et 4 et de renforcer le poids du mouvement généré par les modes 1 et 2.

L'introduction d'une turbulence dans l'écoulement amont permet généralement de forcer plus rapidement la transition de la couche limite qui se développe à la surface de l'obstacle. Une hypothèse plausible concernant les différents mouvements à l'aval du cylindre est que les mécanismes représentés par les modes 3 et 4 ont pour origine la fluctuation des zones de décollement sur la surface (phénomène décrit au paragraphe 3.4). Une absence de fluctuation du point de décollement entraînerait donc une diminution de l'importance des phénomènes décrits par des modes d'ordre supérieurs. Pour valider cette hypothèse il est nécessaire d'obtenir une mesure des variations de l'angle de séparation de la couche limite avec l'obstacle, comme proposé par BALLENGEE & CHEN (1971) pour chacun des régimes utilisés.

L'étude de la Fig. 7.4 permet d'observer la fraction d'énergie de l'écoulement fluctuant obtenue par reconstruction du champ de vitesse en prenant en compte les  $i$  premiers modes des décompositions. Pour des mesures réalisées à un bas nombre de Reynolds ( $Re \approx 100$ ), l'énergie est essentiellement portée par les premiers modes : 50 modes permettent de prendre en compte plus de 99% de l'énergie de fluctuation alors que pour des vitesses plus élevées, l'intégration de 100 modes dans une reconstruction ne permet pas d'obtenir plus de 93% de l'énergie de fluctuation. Pour réaliser une reconstruction tenant compte de plus de 99% de l'énergie, il est nécessaire de considérer plus de 340 modes dans l'analyse en aval, plus de 700 si on considère la zone de recirculation, et enfin plus de 2000 pour la zone en ce qui concerne la couche de mélange.

Dans le cadre de mesures à des nombre de Reynolds plus grands ( $Re \approx 30k - 50k$ , mais en restant tout de même dans le même type de régime), il est nécessaire de considérer

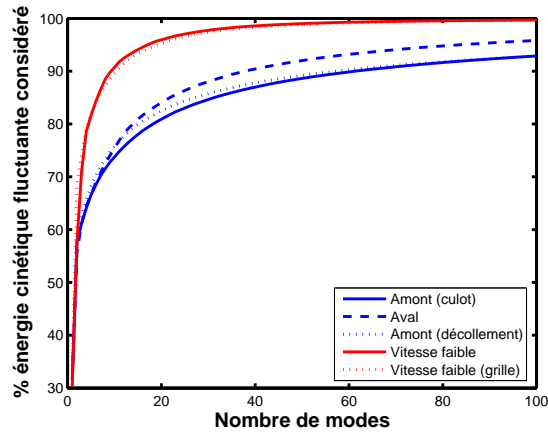


FIG. 7.4 – Pourcentage de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse contenue dans une reconstruction contenant les  $i$  premiers modes pour les différentes expériences réalisées

plus de modes pour des zones contenant des mécanismes plus complexes et un plus grand nombre de type de structures (recirculations, zone de mélange). Dans ces cas, l'énergie se distribue dans l'ensemble des différents types de mouvement présents et dans les différentes échelles : grande échelles représentatives de l'instationnarité à grande échelle, mais aussi les structures plus fines des recirculations et zones de mélange.

## 7.2 Modes propres de l'écoulement

### 7.2.1 Description des modes principaux

Dans toutes les expérimentations concernant l'écoulement autour d'un cylindre à section circulaire ou semi-circulaire, la topologie des premiers modes est similaire. Elle correspond à un détachement tourbillonnaire convecté vers l'aval.

Plus généralement, dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle, et générant un détachement tourbillonnaire périodique on retrouve une similitude des modes que nous allons décrire. Suite à l'analyse des valeurs propres issues de la POD, nous avons conclu que les deux premiers modes présentent des mécanismes d'importance similaire. L'observation de la topologie des modes 1 et 2 présentés Fig. 7.5 montre que ces deux modes possèdent des propriétés de symétrie identiques par rapport à l'axe de symétrie du sillage moyen. Le mode d'ordre 1 est constitué de deux structures tourbillonnaires contrarotatives situées sur l'axe du sillage et qui décrivent le caractère spatial périodique du détachement tourbillonnaire. Le mode d'ordre 2 est quant à lui constitué de ces deux structures contrarotatives décalées spatialement vers l'aval, mais également de deux petites structures situées en aval du cylindre, dans la zone de recirculation. On note un décalage spatial d'un quart de longueur d'onde des structures principales sur l'axe entre les modes 1 et 2.

Deux exemples de reconstruction du champ de vitesse, obtenus à partir du champ moyen et l'un de ces deux modes, sont donnés sur la Fig. 7.6 (respectivement pour  $a_2 = 0m.s^{-1}$  (a) et  $a_1 = 0m.s^{-1}$  (b)). Cette figure montre que, pour un couple quelconque de valeurs  $a_1$  et  $a_2$ , la position spatiale des structures tourbillonnaires dans le sillage du cylindre est définie par l'importance relative des coefficients  $a_1$  et  $a_2$ . Les modes  $\phi^{(1)}$  et  $\phi^{(2)}$ , pondérés par les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  et superposés au champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ , introduisent donc en

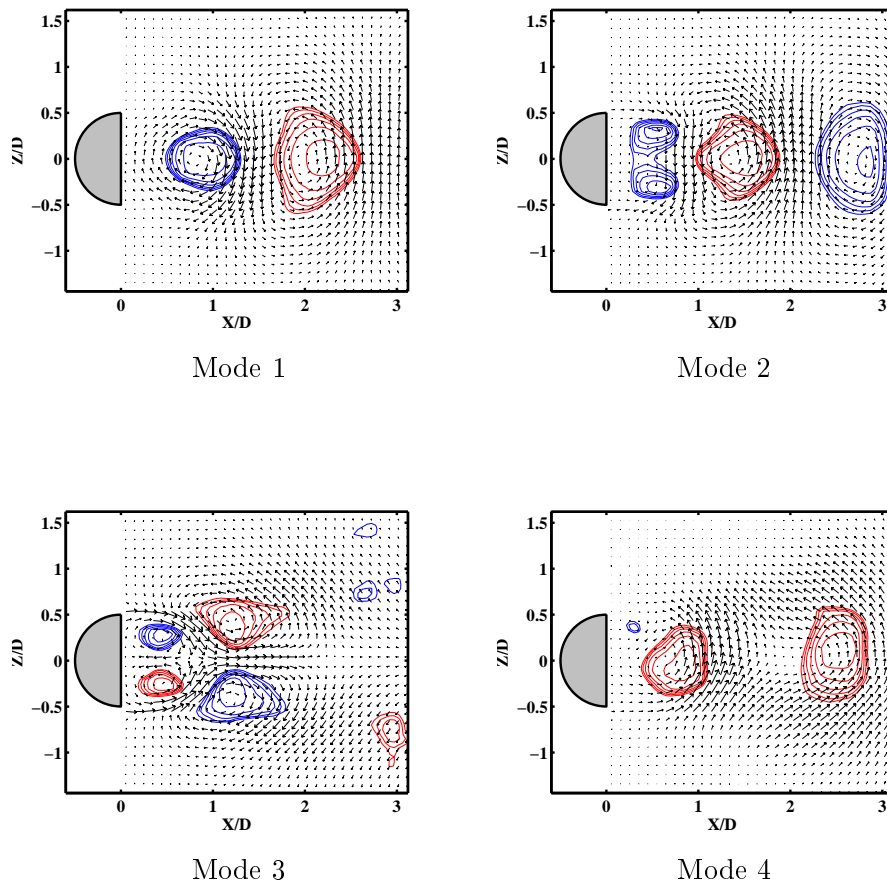


FIG. 7.5 – Modes propres et structures cohérentes définies par le critère  $\Gamma_2$  (isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

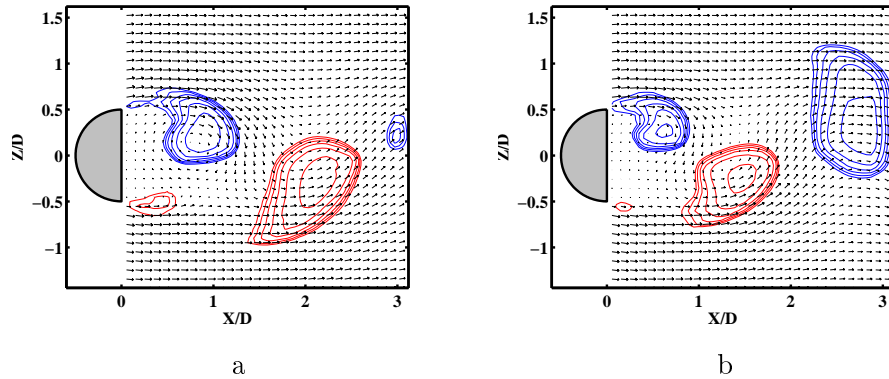


FIG. 7.6 – Association du champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  avec le premier mode ((a)  $a_1 = \langle r \rangle \sigma_{a_1}$  et  $a_2 = 0$ ), ou avec le deuxième mode ((b)  $a_1 = 0$  et  $a_2 = \langle r \rangle \sigma_{a_2}$ ) (isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

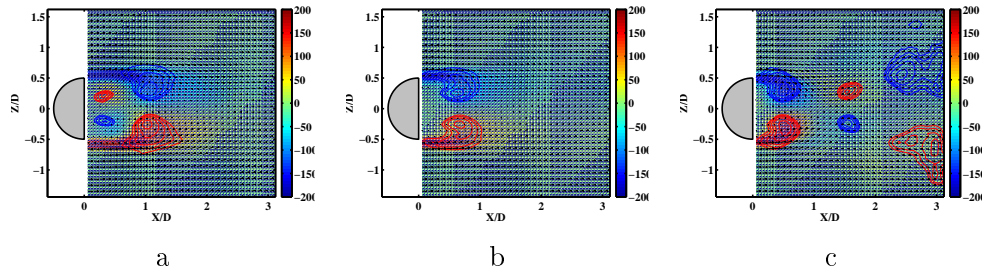


FIG. 7.7 – Association du champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  avec le mode 3 : valeur minimale de  $a_3$  (a),  $a_3 = 0$  (b) (champ moyen) et valeur maximale de  $a_3$ . Représentation de la vorticité  $\omega$  ( $s^{-1}$ ) en densité de couleur et les isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$

aval du cylindre une perturbation spatiale à caractère pseudo-périodique qui représente le mécanisme instationnaire à grande échelle du détachement tourbillonnaire.

Concernant les modes 3 et 4 obtenus par la décomposition en mode propre des mesures PIV dans les différentes configurations, l'analyse des valeurs propres associées n'a pas révélé de relations entre chacun de ces deux modes.

Une reconstruction du champ moyen avec le troisième mode sur la plage de variation du coefficient  $a_3$  associé permet de comprendre l'action de ce mode. Quel que soit le type de géométrie et le nombre de Reynolds de l'écoulement, ce mode agit de manière longitudinale sur la topologie de l'écoulement. L'adjonction de ce mode au champ moyen permet d'introduire un phénomène d'étirement - contraction des différentes zones de l'écoulement, comme on peut l'observer sur la figure 7.7. Comme nous le verrons par la suite au paragraphe 7.3.3, la fréquence de ce phénomène est relativement faible par rapport à celle du détachement tourbillonnaire, mouvement principal de l'écoulement.

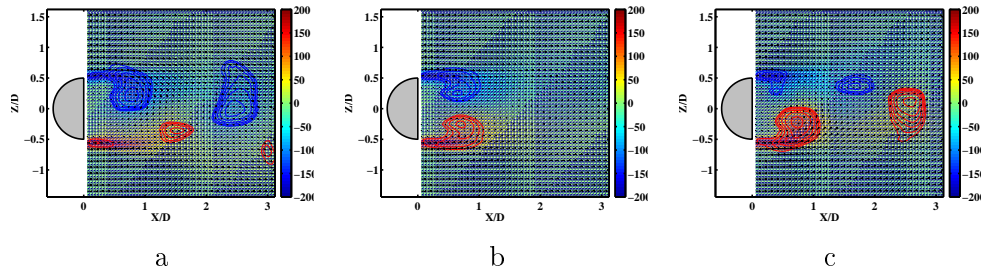


FIG. 7.8 – Association du champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  avec le mode 4 : valeur minimale de  $a_4$  (a),  $a_4 = 0$  (b) (champ moyen) et valeur maximale de  $a_4$ . Représentation de la vorticité  $\omega$  ( $s^{-1}$ ) en densité de couleur et les isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$

La reconstruction du champ moyen avec le mode 4 montre Fig. 7.8 que l'adjonction de ce mode entraîne une disymétrisation de l'écoulement : pour une valeur minimale du coefficient  $a_4$  (Fig. 7.8 (a)), le tourbillon issu du point de décollement inférieur (rotation dans le sens positif) tend à disparaître tandis que le tourbillon issu de l'arrête supérieur (rotation dans le sens négatif) a un développement maximal. Nous observons dans la partie inférieure de l'écoulement l'apparition d'une structure positive de faible dimension juste après la zone de recirculation, et une structure négative de grande dimension en aval du champ d'observation. Une augmentation du coefficient  $a_4$  conduit à une diminution des dissymétries observées (Fig. 7.8 (b)). Si on augmente encore le coefficient (Fig. 7.8 (c)), nous observons le phénomène opposé à celui décrit précédemment.

Comme pour le troisième mode, les variations de ce mode sont à basse fréquence. L'origine de ces deux phénomènes d'étirement - contraction et de disymétrisation n'est pas établie. Plusieurs hypothèses non vérifiées peuvent être fournies : instabilité due aux fluctuations du point de décollement de la couche limite à la surface du cylindre, mouvement oscillant du sillage causé par le confinement de l'expérience. Plusieurs indices cependant laissent penser que même si le confinement joue sur la structure du sillage (en limitant le développement de celui-ci) ces phénomènes n'en sont pas directement issus. En effet, il a été observé la présence de ces modes d'étirement - contraction et de disymétrisation aussi bien dans les mesures dans une soufflerie fermée, semi-ouverte, que dans l'eau avec une surface libre.

### 7.2.2 Modes harmoniques

Dans les décompositions POD données par NOACK *et al* (2003) ET (2005) des 8 premiers modes, la topologie des structures spatiales permet de les associer par paire, comme laissait déjà entendre l'étude des valeurs propres. Dans cette analyse, les auteurs montrent que les modes de chaque paires présentent des propriétés de symétrie de manière alternative : soit il s'agit de tourbillons contra-rotatifs symétriques, soit il s'agit de tourbillons contra-rotatifs antisymétriques par rapport à l'axe principal de l'écoulement (direction  $O_x$ ). Il apparaît également que la  $n^{\text{ième}}$  paire de mode contribue à la  $n^{\text{ième}}$  harmonique de l'écoulement.

La topologie de ces modes présente également une périodicité spatiale : si l'on note  $\lambda$  la longueur d'onde du phénomène de détachement tourbillonnaire, la première harmonique est constituée de deux modes dont la longueur d'onde des structures détectées est de  $\lambda/2$ .

Selon les zones observées, et l'importance de la turbulence dans l'expérience ou la simulation numérique, la contribution énergétique ainsi que la topologie de ces modes varie. Cette organisation et cet ordonnement des modes ne sont pas aisément identifiables dans les mesures expérimentales. Dans l'étude faite par BEN CHIEKH *et al*(2004), la première harmonique spatiale correspond bien aux modes d'ordre 3 et 4. Dans nos expérimentations, nous avons vu que les modes 3 et 4 sont relatifs à d'autres phénomènes physiques : on retrouve l'harmonique avec les modes 5 et 6 pour le champ d'étude au point de décollement (Figs. 7.9 (a) et (b)) ainsi qu'en aval (Figs. 7.9 (c) et (d)), et aux rangs 7 et 8 dans l'analyse de la zone de recirculation (Figs. 7.9 (e) et (f)). Dans nos différentes expériences, d'autres modes présentant des mouvements plus complexes se sont intercalés. Sur cette figure, la structure des modes harmoniques est très nette concernant les deux dernières positions et correspond à la description fournie par les études de NOACK *et al* (2003) ET (2005). Concernant la première zone de mesure, la nature plus complexe de la zone de recherche font que la topologie des structures observée est légèrement différente.

Deux exemples de reconstruction du champ de vitesse, obtenus à partir du champ moyen et l'un de ces deux modes, sont donnés sur la Fig. 7.10. Cette figure montre que la position spatiale de structures tourbillonnaires à plus petite échelle dans le sillage du cylindre est définie par l'importance relative des coefficients  $a_7$  et  $a_8$ . Les modes  $\phi^{(7)}$  et  $\phi^{(8)}$ , pondérés par les coefficients  $a_7$  et  $a_8$  et superposés au champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$ , introduisent comme pour les deux premiers modes une perturbation spatiale à caractère pseudo-périodique de longueur d'onde spatiale deux fois plus courte.

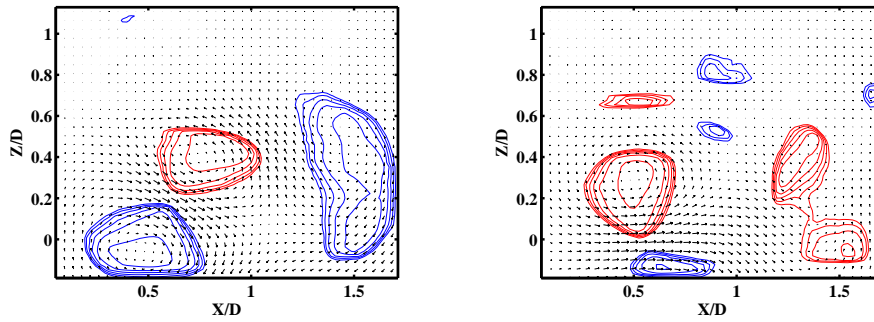
### 7.2.3 Modes des écoulement à très faible nombre de Reynolds et des simulations numériques

Il existe de nombreuses analyses par POD de champs de vitesse issus de simulations numériques en aval d'un cylindre mais pour des valeurs de nombre de Reynolds relativement faibles : dans ces décompositions il existe une très forte régularité spatiale des modes observés qui fonctionnent par paires. Plus généralement, dans les décompositions de types POD d'un écoulement présentant un mouvement à grande échelle périodique, on observe cette régularité. NOACK *et al* (2005) ont donné une telle base modale dans le cas de l'analyse d'une zone de mélange de profil tangente hyperbolique par DNS. MA & KARNIADAKIS (2002) ont déterminé la base modale tridimensionnelle dans l'écoulement à l'aval d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds variant de  $Re = 150$  à  $Re = 200$  : nous retrouvons bien cette répartition des structures sur les modes 3D.

Comme nous l'avons détaillé précédemment, la décomposition en modes propres de la simulation d'un écoulement présentant un mouvement périodique fournit une base modale dans laquelle les modes fonctionnent par paires, ce qui permet de recréer un mécanisme élémentaire de convection de structures vers l'aval.

Cependant, nous ne visualisons pas de telles répartitions dans les mesures expérimentales, même pour celles réalisées à faible nombre de Reynolds. Les mécanismes mis en jeu à partir de ces modes sont de très faibles énergies, comparés à ceux du mouvement principal. Ils sont donc fortement influencés par les perturbations provenant des différentes conditions expérimentales qui ne sont pas aussi parfaites que celles imposées numériquement. Les perturbations expérimentales sont multiples : surface libre, effets de parois, vibrations, ondes dans le fluide, régularité de la pompe...

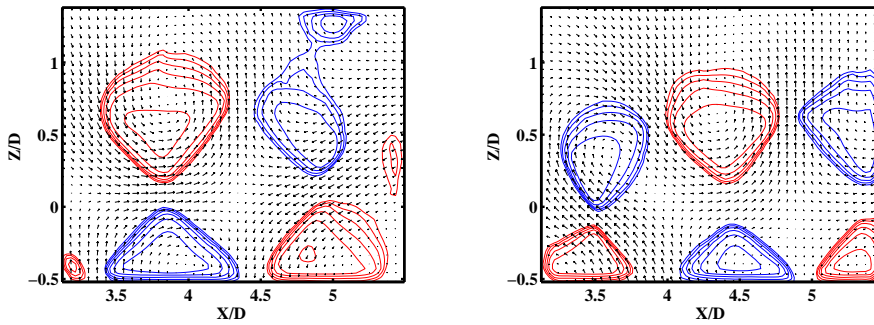




(a) Mode 5

(b) Mode 6

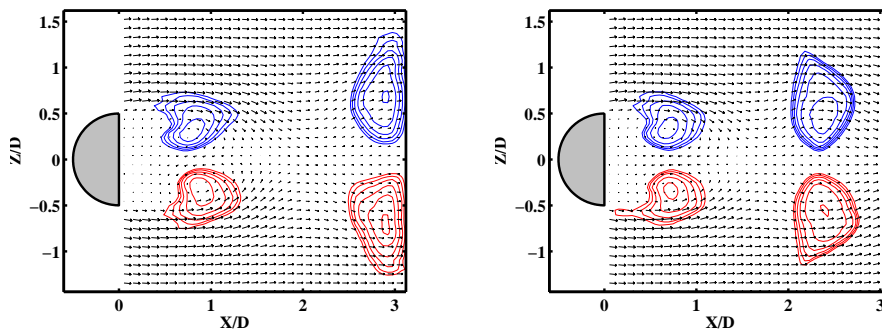
Position : Point de décollement



(c) Mode 5

(d) Mode 6

Position : sillage



(e) Mode 7

(f) Mode 8

Position : Culot

FIG. 7.9 – Présentation de la topologie des structures cohérentes présentes dans la première paire de modes harmonique pour les trois expériences (isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

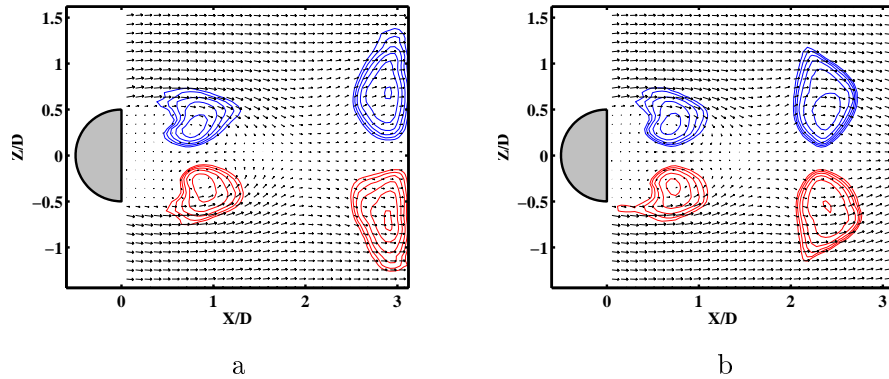


FIG. 7.10 – Association du champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  avec le mode 7 ((a)  $a_7 = \langle r \rangle \sigma_{a_7}$  et  $a_8 = 0$ ), ou avec le mode 8 ((b)  $a_8 = 0$  et  $a_8 = \langle r \rangle \sigma_{a_8}$ ) (isocontours de la fonction  $\Gamma_2$  pour  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

## 7.3 Coefficients

La troisième information importante donnée par une décomposition orthogonale en mode propre est le coefficient  $a_i$  associé au mode  $\phi^{(i)}$ . Ce paramètre fixe la participation de chaque mode dans une réalisation (champ instantané ou snapshot). Comme nous l'avons vu concernant les valeurs propres et les modes propres, il existe des relations entre les différents rangs de la décomposition. Nous allons voir dans ce paragraphe, ainsi que dans le chapitre 8 comment se traduisent ces liens sur les coefficients associés aux modes.

Mis à part le cas des mesures effectuées dans l'eau ou issues de simulations numériques, l'ensemble des décompositions fournissent des coefficients qui sont décorrélés en temps, s'il s'agit de mesures faites avec un système PIV standard. Nous en chercherons donc essentiellement des informations statistiques. Plus loin dans ce travail, nous chercherons à établir une correspondance avec les variations temporelles des coefficients.

### 7.3.1 Évolution des coefficients - Cas des mesures résolues temporellement

L'observation directe des coefficients en fonction de la réalisation ou du temps n'apporte que peu d'informations.

Concernant les mesures résolues en temps, Fig. 7.11 (a), l'information obtenue par la résolution temporelle des paramètres suivis permet de compléter la description fournie par l'étude des valeurs propres et des modes. Dans le cas présent, on observe que les deux premiers coefficients varient de manière pseudo-périodique. La fréquence de ce signal correspond à la fréquence du détachement tourbillonnaire dans le sillage. Une telle variation des modes 1 et 2 de l'écoulement, décrit au paragraphes 7.2.1, permet d'obtenir un mouvement d'advection vers l'aval de structures contrarotatives. On note également un phénomène de battement pour l'amplitude des coefficients  $a_1$  et  $a_2$ .

Dans la majeure partie des enregistrements que nous avons réalisés, les coefficients sont décorrélés entre eux du fait de la faible cadence d'acquisition des champs instantanés. Il en résulte, Fig. 7.11 (b), un signal aléatoire, et qui est de moyenne nulle par construction.

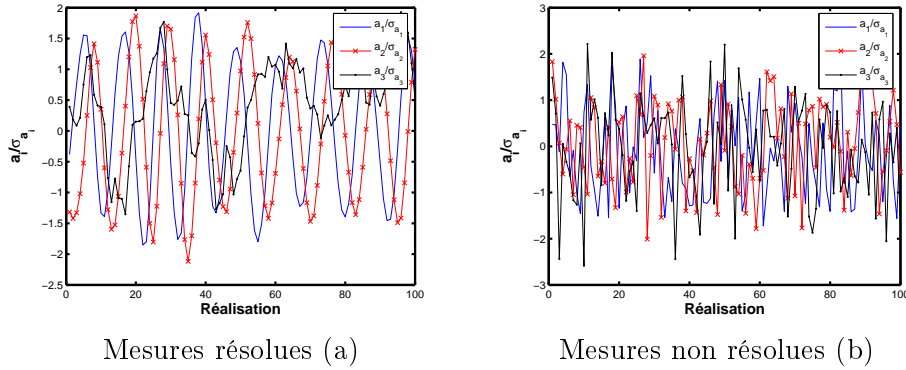


FIG. 7.11 – Evolution des coefficient POD  $a_1/\sigma_{a_1}$ ,  $a_2/\sigma_{a_2}$  et  $a_3/\sigma_{a_3}$  en fonction de la réalisation dans le cadre de mesures résolues en temps (à gauche) et de mesures non résolues (à droite)

### 7.3.2 Relation entre coefficients

La représentation dans le plan  $(a_i/\sigma_{a_i}, a_j/\sigma_{a_j})$  de l'ensemble des réalisations enregistrées et projetées sur la base modale permet d'observer Fig. 7.12 (a) et (b) que les coefficients ne sont pas statistiquement indépendants. En effet, la distribution dans le plan présente des domaines privilégiés. Ce phénomène est beaucoup plus marqué dans le cas des simulations numériques telles que celles effectuées par MA & KARNIADAKIS (2000) ET (2002), NOACK *et al* (2003) ou encore DEAN *et al* (1991). Dans ces simulations, les nombres de Reynolds sont relativement faibles (de 100 à 300) et comme nous l'avons déjà expliqué précédemment, les structures des modes sont toutes reliées : ceci se répercute sur les coefficients associés aux modes. Une représentation dans le plan  $(a_i/\sigma_{a_i}, a_j/\sigma_{a_j})$  fournit dans ces simulations une série de courbes de Lissajous.

Bien entendu, expérimentalement, il n'est pas possible d'obtenir de telles répartitions : la turbulence, les intermittences du phénomène, les effets tridimensionnels, ainsi que le bruit de mesure créent une dispersion générale des coefficients et brouillent toute relation éventuelle entre les coefficients.

La Fig. 7.13 présente les corrélations temporelles  $R_{a_1(t)a_2(t+\tau)}$ . Il apparaît clairement un phénomène de battement entre les mécanismes associés aux modes 1 et 2. Cependant une étude plus exhaustive, des autres corrélations croisées des coefficients  $(i, i + 1)$  ne met en évidence aucune autre relation du même type.

### 7.3.3 Décorrélation des coefficients POD

*Commentaires : Les précautions et diverses considérations qui suivent ne sont nécessaires uniquement que si on ne dispose que de mesures en deux temps pour le calcul de la décorrélation des coefficients. Dans le cas de mesures résolues en temps, les problèmes décrits ne se posent pas.*

La mesure de la décorrélation temporelle des coefficients  $a_i$  nécessite la connaissance des coefficients d'une décomposition en modes propres de couples de champs de vitesses  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  et  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \tau)$  mesurés pour différentes séparations temporelles  $\tau$  (inférieures au temps de décorrélation que l'on cherche à mesurer). Les deux études PIV en deux temps permettent

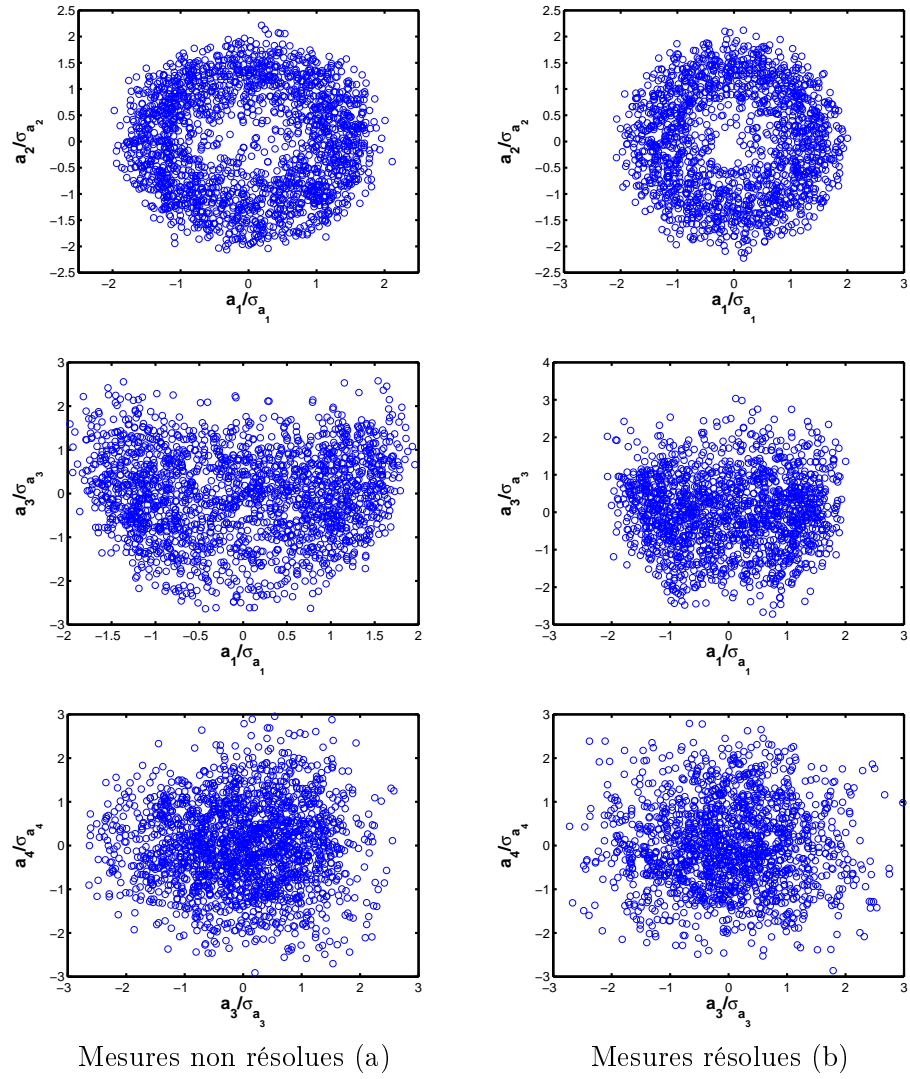


FIG. 7.12 – Relation entre les premiers coefficient POD pour l'ensemble des réalisation dans le cadre de mesures non résolues (à gauche) et de mesures résolues en temps (à droite)

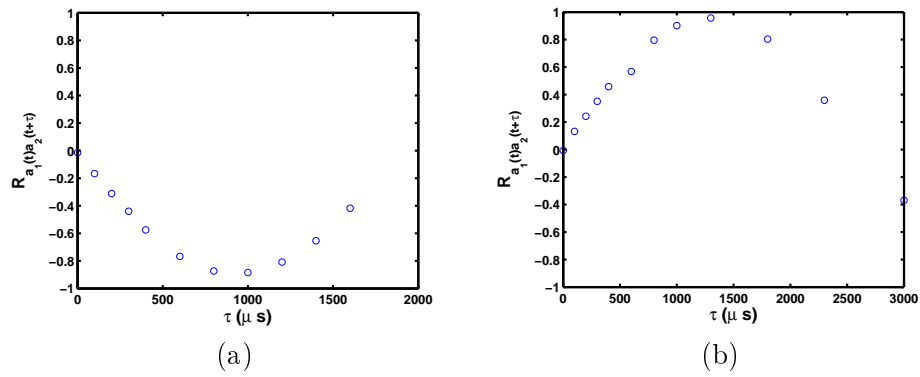


FIG. 7.13 – Evolution de  $R_{a_1(t)a_2(t+\tau)}$  en fonction du temps  $\tau$  pour la position proche du point de décollement (a) et dans le sillage (b)

d'accéder à cette grandeur. Afin de pouvoir étudier la décorrélation de coefficients décrivant le même mode, il est nécessaire de connaître une base modale s'appliquant à l'ensemble des données à analyser. Il suffit pour cela de décomposer l'ensemble des champs instantanés pour tous les temps  $\tau$  sur une unique base modale. En procédant ainsi, le coefficient est représentatif du même mode pour l'ensemble des bases de données enregistrée.

Cependant il est nécessaire de prendre des précautions pour l'analyse des données en vue de l'obtention des fonctions de corrélation des coefficients POD, car la base modale de référence doit être établie à partir de l'ensemble des données qui seront exploitées. La projection d'un champs instantané sur une base modale qui a été établie en ne tenant pas compte de la réalisation considérée n'est pas optimale. En effet, considérons pour une première base de donnée un ensemble de  $N$  réalisations  $(\mathbf{U}^{(1)} \dots \mathbf{U}^{(N)})$  linéairement indépendants. Nous en calculons alors une base modale  $B_u = (\phi^{(1)} \dots \phi^{(N)})$ . Le sous espace  $E_u$  engendré par les  $N$  champs instantanés est le même que celui engendré par la base modale  $B_u$  et il existe une relation entre les  $\mathbf{U}^{(k)}$  et les  $\phi^{(k)}$  :

$$\mathbf{U}^{(k)} = \sum_{j=1}^N a_j(k) \phi^{(j)} \quad (7.1)$$

Considérons maintenant un second ensemble  $(\mathbf{V}^{(1)} \dots \mathbf{V}^{(N)})$  de  $N$  réalisations indépendantes (par exemple les champs de vitesse mesurés avec la deuxième caméra). Le sous espace  $E_v$  engendré par ces  $N$  nouveaux vecteurs est encore de dimension  $N$  mais à priori différent de  $E_u$  (Il faudrait sinon que chaque  $\mathbf{V}^{(i)}$  soit une combinaison linéaire des  $\mathbf{U}^{(i)}$ ). L'ensemble  $\mathbf{V}^{(i)}$  ne se décompose pas sur la base  $B_u$ , mais on peut toujours décomposer  $\mathbf{V}^{(i)}$  en  $\mathbf{V}_{//}^{(i)}$  et  $\mathbf{V}_{\perp}^{(i)}$  où  $\mathbf{V}_{//}^{(i)}$  est la projection de  $\mathbf{V}^{(i)}$  sur le sous espace  $E_u$ .

$$\mathbf{V}^{(i)} = \underbrace{\sum_{j=1}^N b_j(i) \phi^{(j)}}_{\mathbf{V}_{//}^{(i)}} + \mathbf{V}_{\perp}^{(i)}, \text{ avec } b_j(i) = (\mathbf{V}^{(i)}, \phi^{(j)}) \quad (7.2)$$

Autrement dit, la base  $\phi^{(j)}$  déduite du premier ensemble de données n'est pas optimale pour la seconde.

Afin d'obtenir une décomposition adaptée à l'ensemble des données, il est donc nécessaire de créer une base tenant compte de l'ensemble des réalisations qui seront analysées par la suite. Comme nous l'avons vu lors de la présentation de la POD au paragraphe 2.3, il existe deux approches similaires pour obtenir la base modale de l'écoulement : la méthode directe et dite des snapshots. Dans le cas présent, compte tenu du nombre de champs instantanés pris en compte (entre 88000 et 96000), il est plus intéressant de faire le calcul par la méthode directe, dont la dimension du problème dépend uniquement de la taille de la matrice de corrélation de vitesse (matrice carrée de rang 10000).

Le graphique 7.15 présente l'évolution du coefficient de corrélation  $R_{a_i(A)a_i(B)}$  en fonction du temps  $\tau$  pour les premiers modes. Il apparaît que la fonction de corrélation des modes 1 et 2 est pseudo-sinusoidale, nous y reviendrons au chapitre 10.4. La décroissance des fonctions de corrélation des modes 3 et 4 est beaucoup plus lente, et donc les temps de cohérence correspondant sont plus élevés. Quant aux modes d'ordre supérieurs ils décroissent plus rapidement. Cependant certains coefficients, tels ceux des modes 5 et 6,

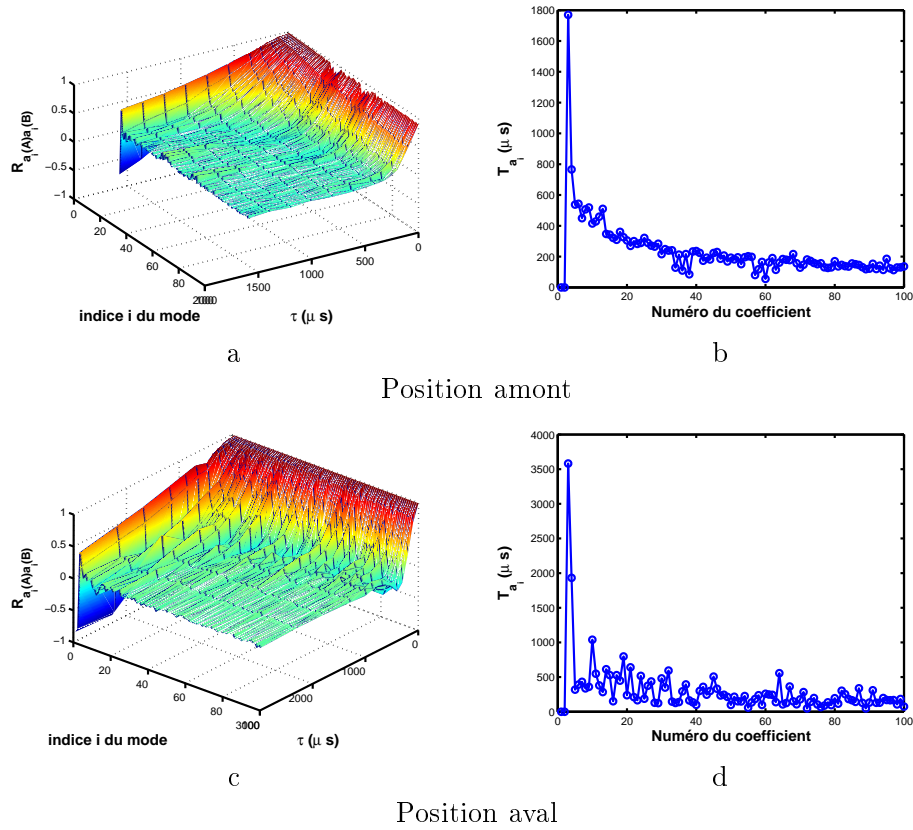


FIG. 7.14 – Coefficient de corrélation  $R_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$  en fonction du temps  $\tau$  pour les coefficients des 100 premiers modes ((a) amont et (c) aval) et échelle intégrale de temps ((b) amont et (d) aval)

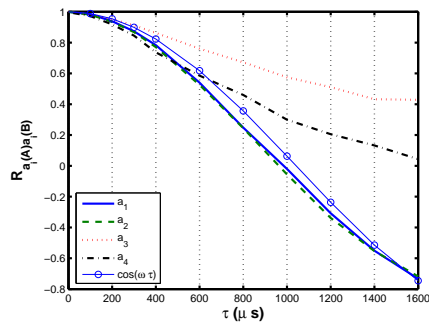


FIG. 7.15 – Coefficient de corrélation  $R_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$  en fonction du temps  $\tau$  pour les coefficients des premiers modes ( $Re = 50k$ )

présentent une décroissance de leur coefficient de corrélation avec un caractère pseudo-périodique (passage par un minima négatif avant de croître à nouveau) : lorsque l'on fait une étude des modes correspondants on note qu'il s'agit des modes harmoniques.

Une estimation de l'échelle de temps des coefficients définie par l'équation 7.3 est présentée Fig. 7.14(b) et (d).

$$T_{a_i} = \int_0^\infty R_{a_i(A)a_i(B)}(\tau) d\tau \quad (7.3)$$

Concernant les deux premiers coefficients, nous n'avons pas calculé d'échelle de temps, car ces coefficients possèdent un caractère périodique relatif au mouvement déterministe de l'écoulement. Nous donnerons dans le paragraphe 10.4 la fonction de corrélation relative à chacun de ces deux modes.

L'échelle de temps donnée précédemment est valable si la fonction de corrélation décroît de manière à observer des valeurs proches de 0. Pour les modes 3 et 4, les mesures expérimentales ne permettent pas d'observer l'intégralité de la décroissance de la fonction de corrélation. Afin de ne pas sous estimer la valeur de ces temps, nous avons fait l'hypothèse que la décroissance de ces coefficients est exponentielle :

$$C_{a_i}(\tau) = \alpha e^{-\tau/T_{a_i}} \quad (7.4)$$

ce qui nous permet de faire une approximation de la valeur de  $T_{a_i}$  grâce à une interpolation de la courbe de décroissance.

## 7.4 Commentaire sur les modes harmoniques et les coefficients associés

Concernant les modes principaux ainsi que des modes harmoniques, il apparaît deux propriétés importantes.

Les variations de la longueur d'onde spatiale pour une paire de modes harmoniques et de la pulsation des coefficients associés (décrites par NOACK *et al* (2003), et observées expérimentalement) varient de façon conjointe. Pour une paire de modes donnée, la pulsation des coefficients associés est de  $n\omega$ , tandis que la longueur d'onde spatiale des structures observées est de  $\lambda/n$  ( $\lambda$  correspond à la longueur d'onde du premier mode). Cette variation conjointe assure une conservation de la vitesse de convection des structures ainsi générées.

$$U_{conv} \approx n\omega \times \frac{\lambda}{n} \approx \lambda\omega \quad (7.5)$$

Cette vitesse correspond à celle du détachement tourbillonnaire.

Considérons le cas d'une décomposition du type obtenue par NOACK *et al* (2003). Chaque mode fait partie d'une paire décrivant une harmonique du signal de vitesse. On peut constater que pour les paires possédant un ordre qui est multiple de 2, la topologie des modes associés présente une valeur non nulle de la composante  $U$  sur l'axe  $O_x$  de l'écoulement. C'est l'intégration de toutes ces paires qui permet de recréer la fréquence double présente dans les spectres de vitesse longitudinal tels ceux présents sur les spectres du signal fil chaud présenté au paragraphe 6.3. Dans la décomposition des données PIV, il n'est bien sûr pas possible de montrer ces mécanismes précisément pour les harmoniques élevées. Néanmoins, elles apparaissent pour la première harmonique.

## 7.5 Conclusion

L'élaboration et l'analyse des bases de données PIV a permis d'isoler et d'étudier les mécanismes élémentaires de l'écoulement de référence. La POD permet d'obtenir une base modale intéressante du fait de l'ordonnement énergétique des modes, l'essentiel de l'énergie est portée par les modes de bas ordre, et part la description de mécanismes physiques élémentaires par l'interprétation des modes propres.

Nous avons exploré indépendamment les données fournies par une décomposition POD de notre écoulement de référence. Cependant, il faut bien avoir conscience que les trois paramètres fournis par la POD (valeurs propres, modes propres et les coefficients associés) sont intimement liés, et qu'une compréhension de l'écoulement passe par une analyse croisée de ces différents paramètres. Nous avons déjà beaucoup insisté sur la relation entre la vitesse de décroissance des valeurs propres, avec l'apparition de paliers, et la topologie des modes associés. Dans le cas d'une paire de modes ainsi identifiée, il existe de même une évolution conjointe des coefficients : une telle association permet d'attribuer une signification physique aux modes concernés, ainsi que de créer un mécanisme élémentaire du mouvement du fluide.

Le mécanisme de détachement tourbillonnaire de l'écoulement se compose de mouvements élémentaires de convection de structures tourbillonnaires associées au champ moyen. Il existe cependant d'autres phénomènes secondaires (harmoniques spatiales, mouvement d'étirement - contraction, disymétrisation de l'écoulement...) identifiables expérimentalement qui rendent l'analyse plus complexe que dans les bases de données issues de simulations numériques.

Les différentes expérimentations nous permettent d'accéder aux principales propriétés statistiques des coefficients POD associés, à savoir leurs écart types, mais également les fonctions de décorrélation des coefficients POD.

A partir de ces premières analyses, nous nous intéresserons au chapitre suivant à l'extraction du mouvement principal de détachement tourbillonnaire grâce à la détermination d'un paramètre permettant cette analyse sans disposer de mesures résolues temporellement, avant de présenter une modélisation de l'écoulement basée sur l'ensemble des propriétés statistiques mesurées au chapitre 9.





## Chapitre 8

# Détermination d'un paramètre de phase du détachement tourbillonnaire par l'analyse des coefficients POD

### 8.1 Définition de la phase $\varphi_{POD}$

#### 8.1.1 Idée générale et définition

Le mouvement grande échelle présent dans l'écoulement varie temporellement de façon cyclique dans notre cas. On est donc en droit d'attendre que chaque paramètre décrivant le mouvement à grande échelle, calculé sur les réalisations enregistrées par PIV, ait balayé la plage de variations qui lui sont autorisées au cours d'une période.

Suivant l'idée présentée par BEN CHIEKH *et al*(2004), nous avons effectué une représentation des deux premiers coefficients normalisés par leur écart type, ce qui donne la distribution montrée sur la Fig. 8.1 (a). Les données présentées correspondent aux résultats obtenus lors de l'analyse PIV de l'écoulement dans la zone de recirculation, par décomposition de 4000 champs instantanés. L'examen de cette figure montre que les deux coefficients  $a_1$  et  $a_2$  ne sont pas indépendants, bien qu'ils soient statistiquement décorrélés. Les deux coefficients sont répartis dans un nuage de points centré autour d'un cercle. Pour chaque réalisation, nous définissons alors un rayon  $r$  et une phase  $\varphi_{POD}$  par :

$$\tan(\varphi_{POD}) = \frac{a_2/\sigma_{a_2}}{a_1/\sigma_{a_1}} \quad (8.1)$$

$$r = \sqrt{a_1^2/\sigma_{a_1}^2 + a_2^2/\sigma_{a_2}^2} \quad (8.2)$$

La Fig. 8.1 (b) montre la répartition de chaque coefficient  $a_1$  et  $a_2$  en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$ . Il apparaît une disparité des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  autour d'une variation sinusoïdale des coefficients en fonction de  $\varphi_{POD}$ , les deux coefficients présentant un déphasage d'un quart de la période temporelle.

La décomposition orthogonale en modes propres d'un écoulement dans lequel se manifeste un mécanisme de détachement tourbillonnaire autour d'un obstacle présente la même distribution des premiers coefficients. On retrouve cette propriété dans l'ensemble de nos domaines d'études, mais également dans le cas d'un barreau à section carrée (OUDEUS-

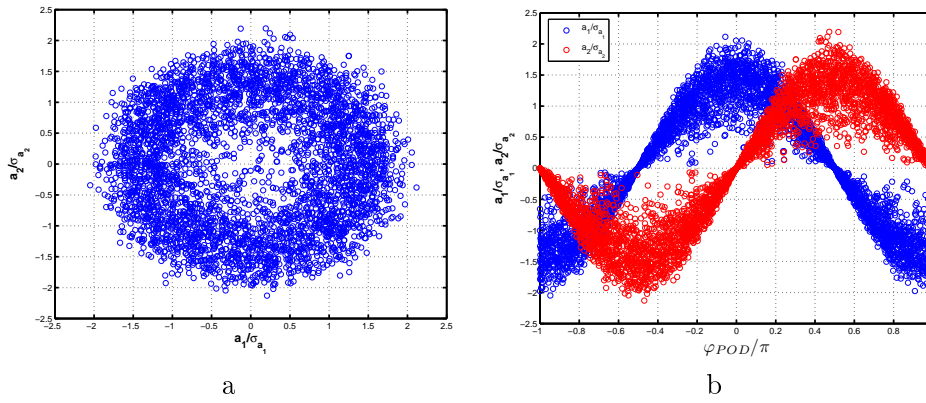


FIG. 8.1 – Représentation de  $a_2 = f(a_1)$  (a) et distribution des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$  (b)

DEN *et al* (2005)) ainsi que dans l'écoulement à l'aval du culot d'une plaque plane (BEN CHIEKH *et al*(2004)).

### 8.1.2 Rayon moyen et dispersion des coefficients $a_1$ et $a_2$

Différents paramètres peuvent influencer la dispersion des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  : la prépondérance des modes relatifs au détachement tourbillonnaire vis-à-vis des autres modes correspondant aux autres phénomènes présents dans l'écoulement (battements...), le centrage du mode vis-à-vis de la répartition spatiale des tourbillons observés. En d'autres termes, la capacité d'un mode à décrire le phénomène de détachement tourbillonnaire joue sur la dispersion des coefficients. Nous avons tracé Fig. 8.2 (a) la répartition des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  dans le cas d'un domaine de décomposition dans le sillage du cylindre tronqué qui présente une propriété de symétrie spatiale. Si on effectue la même étude sur la restriction à  $Z > 0$  de l'écoulement (Fig. 8.2 (b)), nous retrouverons bien deux modes qui, une fois associés, permettent de recréer un phénomène de détachement tourbillonnaire. Cependant la répartition des coefficients est dissymétrique et la dispersion des coefficients est plus grande sur une partie du domaine de phase. Ceci s'explique par le fait que pour une zone de ce domaine, les valeurs des coefficients permettent de recréer des structures dont la partie principale est dans la zone analysée. Pour les phases opposées, les structures correspondantes sont principalement dans la zone non couverte par l'analyse, on observe uniquement le déplacement des zones externes des structures qui sont quant à elles beaucoup plus soumises aux fluctuations d'un enregistrement à l'autre. Ainsi la répartition des coefficients de ces réalisations présente un écart type beaucoup plus élevé.

Les valeurs moyennes du rayon  $\langle r \rangle$  et de l'écart type  $\sigma_r$  calculées dans nos diverses expériences, mais également pour différentes géométries (cylindre circulaire, cylindre tronqué, plaque plane...) sont reportées dans le tableau 8.1. Pour une géométrie donnée, à savoir le cylindre tronqué, dans le cas des mesures au niveau du point de décollement, la zone de mesure couvre essentiellement la partie supérieure de l'écoulement. D'après les valeurs relevées dans le tableau 8.1, le rayon moyen  $\langle r \rangle$  est plus faible et la dispersion  $\sigma_r$  est plus forte que dans les deux autres expériences où le domaine de mesure est plus centré sur l'axe de symétrie de la géométrie considérée.

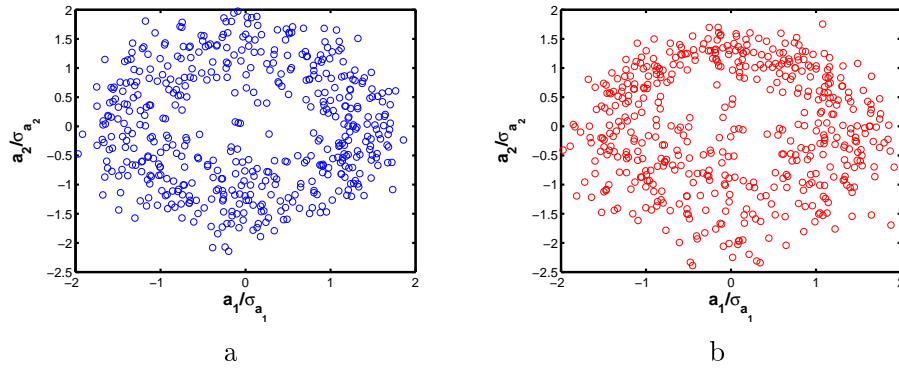


FIG. 8.2 – Représentation de  $a_2 = f(a_1)$  pour une décomposition sur un domaine complet symétrique (a) et pour une décomposition sur un demi domaine ( $Z > 0$ )

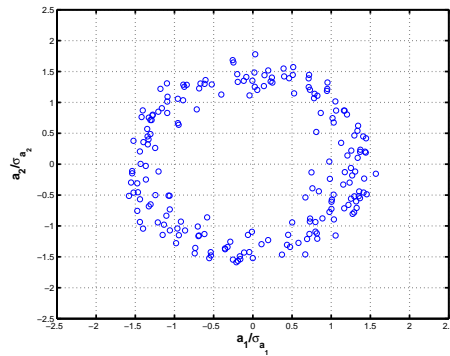


FIG. 8.3 – Représentation de  $a_2 = f(a_1)$  dans le cadre de l'expérience de BEN CHIEKH *et al*(2004)

La géométrie considérée influe également sur la répartition et la dispersion des coefficients  $a_1$  et  $a_2$ . On note, à l'examen de la Fig. 8.1 (a) concernant l'analyse de l'expérience au niveau de l'ensemble de la zone de recirculation que la dispersion des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  autour du cercle est beaucoup plus importante en aval du cylindre tronqué que celle relevée par BEN CHIEKH *et al*(2004) pour le sillage de la plaque plane (Fig. 8.3) : les fluctuations de cycle à cycle du détachement tourbillonnaire sont plus importantes pour le cylindre tronqué. Les valeurs calculées de rayon moyen et de l'écart type contenues dans le tableau 8.1 confirment cette observation. On note tout de même que la valeur du rayon moyen s'approche de la valeur  $\sqrt{2}$ .

Les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  sont des variables aléatoires de moyenne nulle. D'après la définition 8.2, on obtient :

$$r^2 = \frac{a_1^2}{\sigma_{a_1}^2} + \frac{a_2^2}{\sigma_{a_2}^2} \Rightarrow \langle r^2 \rangle = \frac{\langle a_1^2 \rangle}{\sigma_{a_1}^2} + \frac{\langle a_2^2 \rangle}{\sigma_{a_2}^2} = 2 \quad (8.3)$$

Or nous avons également la relation :  $\langle r^2 \rangle = \langle r \rangle^2 + \sigma_r^2$ . On en déduit que :

$$\langle r \rangle = \sqrt{2 - \sigma_r^2} \quad (8.4)$$

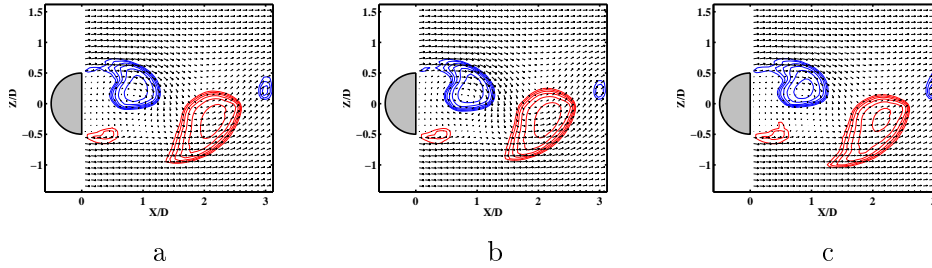


FIG. 8.4 – Etude de l'influence de la dispersion des coefficients autour du cercle de rayon  $\langle r \rangle$  avec : association du champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  avec le premier mode ((a)  $a_1 = \langle r \rangle \sigma_{a_1}$ ) et avec le premier mode en augmentant le rayon de la valeur  $\sigma_r$  ((b)  $a_1 = (\langle r \rangle + \sigma_r) \sigma_{a_1}$ ), et en diminuant le rayon de la valeur  $\sigma_r$  ((c)  $a_1 = (\langle r \rangle - \sigma_r) \sigma_{a_1}$ )

A travers cette relation, nous voyons que le rayon moyen observé est relié à l'écart type  $\sigma_r$ . D'après les valeurs moyennes de  $\langle r \rangle$  et de la dispersion  $\sigma_r$  mesurée dans différentes configurations expérimentales reportées dans le tableau 8.1, la relation 8.4 est en bon accord avec chacun des cas.

Si on observe une diminution de la dispersion des points autour du cercle de rayon  $\sqrt{2}$ , le rayon moyen relevé varie bien en conséquence dans l'ensemble des expériences à notre disposition. Dans le cas d'une modélisation simple des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  à partir de fonctions trigonométriques, VAN OUDEUSDEN *et al* (2005) ont imposé une valeur du rayon  $\langle r \rangle = \sqrt{2}$ . Par définition, ce modèle n'autorise pas de fluctuation de  $r$  ( $\sigma_r = 0$ ) : la relation 8.4 avec  $\sigma_r = 0$  permet donc de valider la valeur sélectionnée par ces auteurs.

On peut se demander quelle est l'influence des fluctuations de  $a_1$  et  $a_2$  (donc de  $r$ ) lors d'une reconstruction du champ de vitesse. Les Fig. 8.4 (a), (b) et (c) proposent une reconstruction d'un champ instantané à une phase fixée ( $\varphi_{POD} = 0$ , ce qui correspond à  $a_2 = 0$ ). Pour cela, nous associons au champ moyen  $\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle$  le premier mode  $\phi^{(1)}(\mathbf{x})$  pondéré par un coefficient  $a_1$  ( $a_1 = r \sigma_{a_1}$ , avec les valeurs de  $r$  suivantes :  $\langle r \rangle$ ,  $\langle r \rangle + \sigma_r$  et  $\langle r \rangle - \sigma_r$ ). Dans le calcul du coefficient  $a_1$ , plus le rayon  $r$  augmente, plus le mode  $\phi^{(1)}(\mathbf{x})$  apporte un fort niveau de fluctuations dans le champ instantané. Nous observons alors des modifications mineures sur la topologie des structures détectées par le critère  $\Gamma_2$ . Dans ces trois reconstructions, les positions des structures sont tout de même globalement déterminées par la valeur de la phase  $\varphi_{POD}$ .

## 8.2 Comparaisons des statistiques synchronisées avec la pression et les coefficients POD

L'objectif de cette campagne d'essai est de comparer la phase  $\varphi_{POD}$  avec la phase  $\varphi$  obtenue, de façon plus classique, par la mise en forme du signal issu d'un capteur mesurant une grandeur physique (pression...) qui porte la trace du caractère périodique du détachement tourbillonnaire. De façon plus précise, on souhaite comparer les moments statistiques d'ordre 1 et 2 obtenus par moyenne de phase avec chacune des définitions de la phase.

<sup>1</sup>Communication privée

TAB. 8.1 – Rayon moyen et dispersion des coefficients  $a_1$  et  $a_2$

Auteur	Géométrie	Taille caractéris- tique	Vitesse	$\langle r \rangle$	$\sigma_r$
Position aval	cylindre tronqué	$D = 25mm$	$20ms^{-1}$	1.37	0.35
Mesure au culot	cylindre tronqué	$D = 25mm$	$20ms^{-1}$	1.37	0.35
Mesure au point de dé- collement	cylindre tronqué	$D = 25mm$	$30ms^{-1}$	1.349	0.423
Mesure résolue dans le temps	cylindre circulaire	$D = 8mm$	$0.012ms^{-1}$	1.365	0.369
Mesure résolue dans le temps avec grille	cylindre circulaire	$D = 8mm$	$0.014ms^{-1}$	1.392	0.249
Mesure résolue dans le temps	cylindre circulaire	$D = 8mm$	$0.1ms^{-1}$	1.344	0.440
BEN CHIEKH <i>et al</i> (2004)	plaque plane	h=12mm	$18ms^{-1}$	1.400 <sup>1</sup>	0.173 <sup>1</sup>
VAN OUDEUSDEN <i>et al</i> (2004)	cylindre carré	$D = 25mm$	$18ms^{-1}$	n.c.	n.c.
MA <i>et al</i> (2000)	cylindre circulaire	n.c.	$Re = 3900$	n.c.	n.c.
MA <i>et al</i> (2002)	cylindre circulaire	n.c.	$Re = 3900$	n.c.	n.c.

Lors de cette étude, nous avons obtenu des mesures de champs de vitesse synchronisées avec un signal externe de pression pariétale (mesures présentées également au paragraphe 6.9). Il convient de souligner la différence essentielle entre la phase  $\varphi_{POD}$  définie à partir de la structure spatiale du détachement tourbillonnaire identifiée par POD (Eq. 8.1) et la phase  $\varphi$  définie à partir du signal temporel de pression et défini lors des mesures synchronisées avec le signal de pression au paragraphe 6.9. La phase  $\varphi$  est définie à partir de la mesure temporelle d'une grandeur physique locale en un point du cylindre ; la phase  $\varphi_{POD}$  résulte par définition d'une analyse POD (donc d'un critère énergétique global) des fluctuations des champs instantanés de vitesse mesurés dans un domaine bidimensionnel. Cette analyse repose la valeur du rapport  $a_2/a_1$  qui traduit la position en aval du barreau des structures tourbillonnaires représentées par une combinaison linéaire des modes spatiaux  $\phi^{(1)}$  et  $\phi^{(2)}$  associés à ces deux coefficients. L'équivalence entre les deux définitions de la phase dépend, entre autres paramètres, des échelles de cohérence spatiale entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de vitesse induites par les différentes structures, ainsi que de la répartition spatiale de l'énergie des fluctuations de vitesse dans le domaine.

Nous avons effectué une analyse statistique des 4000 échantillons à l'aide d'une moyenne de phase basée sur la valeur de  $\varphi_{POD}$  en regroupant toutes les phases dans un secteur angulaire centré autour de  $\varphi_{POD}$  et de largeur  $\Delta\varphi_{POD}$ .

La Fig. 8.5 présente les cartographies des champs moyens et fluctuants obtenues par moyenne de phase  $\varphi$  et la Fig. 8.6 montre les cartographies des champs moyens et fluctuants obtenues par moyenne de phase  $\varphi_{POD}$  pour  $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$  (une analyse préliminaire a montré que des résultats très semblables sont obtenus pour  $\Delta\varphi_{POD} = 10^\circ, 15^\circ$  et  $30^\circ$ ) ; les deux figures présentent les cartographies pour deux phases particulières  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . Comme la valeur nulle de la phase  $\varphi$  est arbitraire, nous avons recalé les deux phases afin de faire correspondre au mieux les cartographies de moyenne de phase.

Pour chacun des deux cas présentés, on note que pour les champs moyens de vitesse obtenus avec les phases  $\varphi$  et  $\varphi_{POD}$ , des structures de topologie identique sont identifiées et localisées aux mêmes positions en aval du cylindre.

Par contre, pour les moments d'ordre 2, les cartographies  $\langle u''^2 \rangle$  et  $\langle w''^2 \rangle$  obtenues à partir de la phase  $\varphi_{POD}$  mettent en évidence des fluctuations de cycle à cycle très localisées dans l'espace ; les cartographies obtenues à partir de la phase  $\varphi$  donnent quant à elles des fluctuations de vitesse plus importantes en intensité et moins localisées spatialement dans le plan de mesure. Les différences observées entre les deux approches sont particulièrement prononcées pour les cartographies de  $\langle w''^2 \rangle$ . Des écarts similaires sont observés pour toutes les autres phases  $\varphi$  du processus de détachement tourbillonnaire. Une étude annexe a montré que les différences de topologie ne proviennent pas du nombre d'échantillons considéré pour le calcul des statistiques.

### 8.3 Analyse de la décomposition POD des mesures synchronisées par le signal de pression pariétale

Pour mieux comprendre les différences obtenues avec les deux définitions de la phase, nous avons effectué pour chaque valeur de  $\varphi$  la projection des champs de vitesse mesurés par synchronisation avec la pression pariétale sur la base modale issue de la décomposition POD ; une phase  $\varphi_{POD}$  est alors calculée par la relation (Eq. 8.1) pour chaque réalisation des mesures synchronisées.

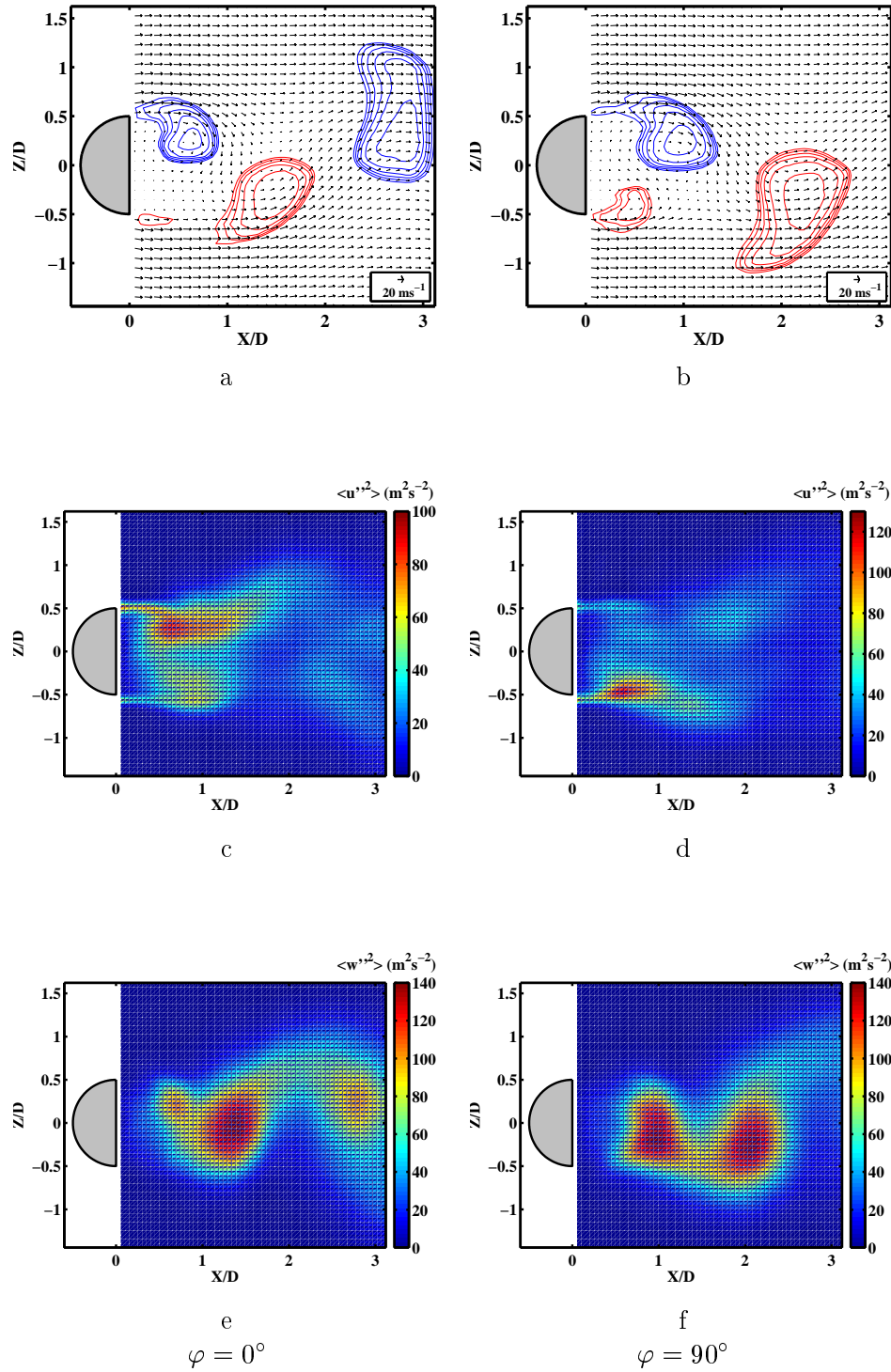


FIG. 8.5 – Statistiques obtenues avec les mesures synchronisés avec le signal de pression pour la phase  $\varphi = 0^\circ$  ((a), (c), (e)) et pour la phase  $\varphi = 90^\circ$  ((b), (d), (f))



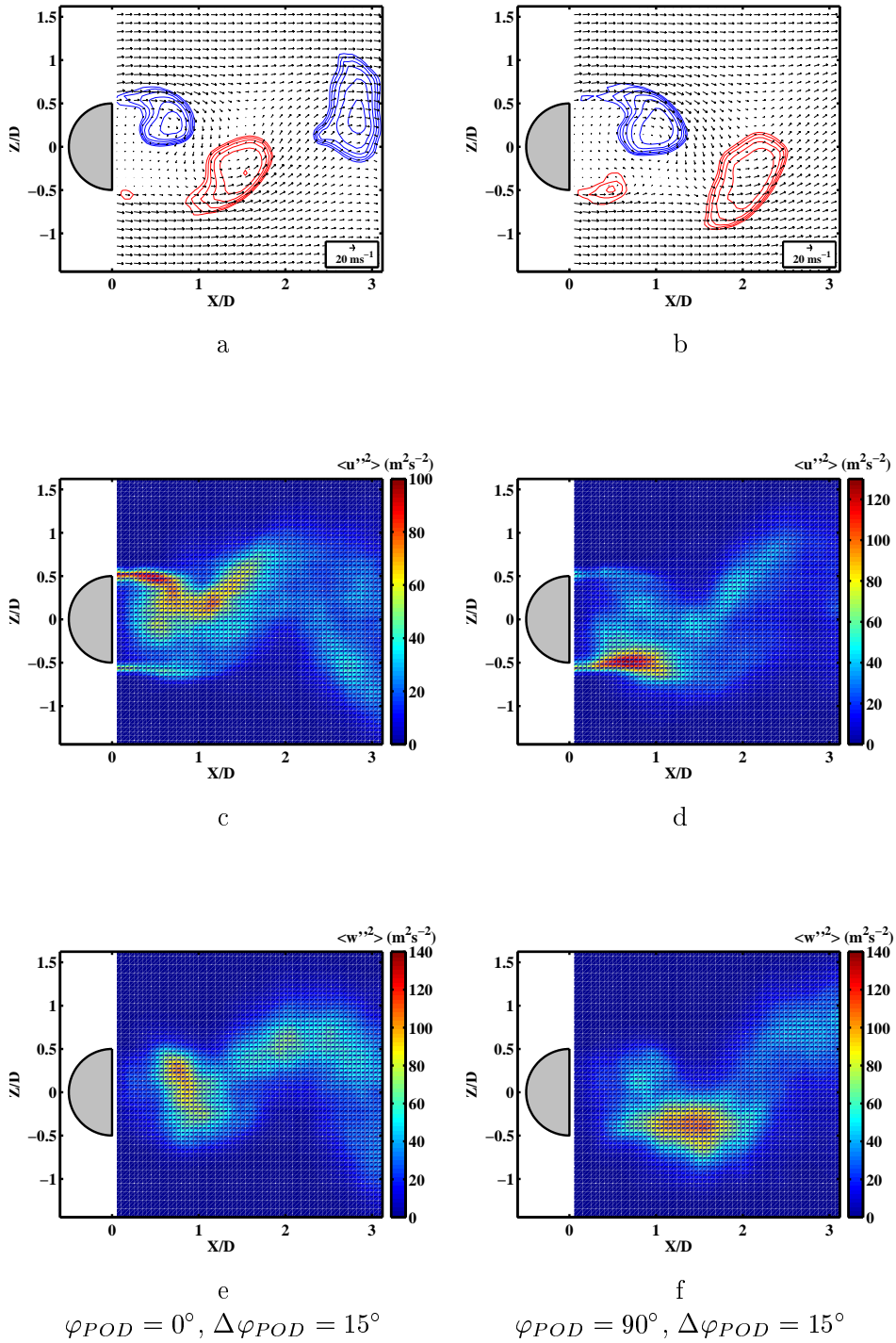


FIG. 8.6 – Statistiques obtenues avec la phase définie par POD, avec un angle  $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$  pour la phase  $\varphi_{POD} = 0^\circ$  ((a), (c), (e)) et pour la phase  $\varphi_{POD} = 90^\circ$  ((b), (d), (f))

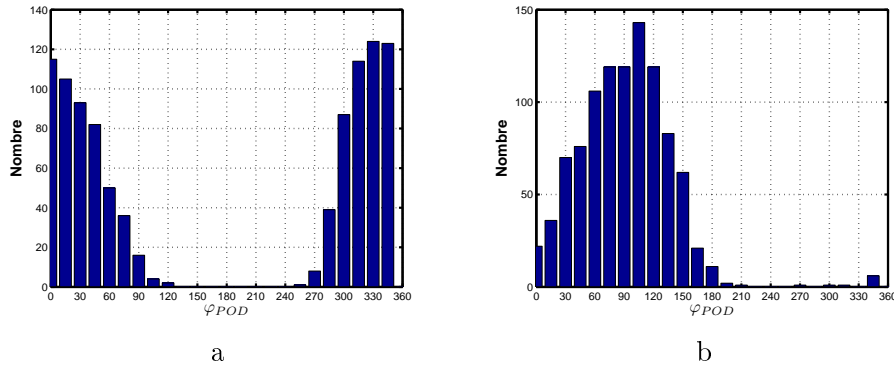


FIG. 8.7 – Répartition de la phase  $\varphi_{POD}$  des mesures de vitesse synchronisées  $\varphi = 0^\circ$  (a) et  $\varphi = 90^\circ$  (b)

La Fig. 8.7 présente la distribution des valeurs de la phase  $\varphi_{POD}$  ainsi obtenues pour deux cas de synchronisation :  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi = 90^\circ$ . La figure montre que chaque histogramme de  $\varphi_{POD}$  est étalé autour d'une valeur moyenne qui est très proche de la phase  $\varphi$ . Ce résultat explique que les vitesses moyennes de phase obtenues à l'aide de  $\varphi$  et  $\varphi_{POD}$  soient très similaires ; l'étalement de l'histogramme de  $\varphi_{POD}$  autour de sa valeur moyenne  $\varphi$  explique par contre les différences observées sur les cartographies de fluctuation de vitesse (Fig. 8.5 et 8.6).

A partir de la projection sur la base modale issue de la POD de chaque réalisation du champ de vitesse synchronisé, nous avons effectué à nouveau des moyennes de phase pour chaque valeur de  $\varphi$ , en ne retenant que les réalisations dont la phase  $\varphi_{POD}$  est comprise dans un intervalle centré autour de  $\varphi$  et de largeur  $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$ . Les cartographies du champ moyen et des fluctuations de vitesse ainsi obtenues pour  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi = 90^\circ$  sont présentées sur la Fig. 8.8. Il apparaît que l'élimination des valeurs de  $\varphi_{POD}$  qui dévient trop de la valeur moyenne  $\varphi$  conduit à des cartographies de fluctuations de vitesse très semblables à celles présentées sur la Fig. 8.6, aussi bien pour  $\varphi_{POD} = 0^\circ$  que pour  $\varphi_{POD} = 90^\circ$ . Les procédures de moyenne de phase basées sur les définitions de  $\varphi$  et  $\varphi_{POD}$  sont donc équivalentes, tant qu'on ne s'intéresse qu'au champ moyen, mais elles donnent des résultats très différents pour les fluctuations de vitesse à cause de l'étalement des histogrammes de la Fig. 8.7. L'étalement des histogrammes des valeurs de  $\varphi_{POD}$  issues de mesures à  $\varphi$  constant est dû à la différence de définition entre les deux phases : l'une est basée sur l'analyse locale d'un signal temporel, et l'autre sur une analyse spatiale de l'écoulement.

Si le capteur de référence traduit de manière adéquate les mouvements du fluide dans une région proche, il ne peut correspondre aux évolutions du fluide à des distances plus éloignées, ce qui se traduit par des fluctuations de la position des structures cohérentes présentes loin du capteur. La phase définie par l'analyse POD des champs de vitesse donne un critère sélectionnant les échantillons dont l'ensemble des structures présentes correspondent à un motif précis (avec toutefois un degré de latitude autorisé par l'écart  $\Delta\varphi_{POD}$ ). Ceci rejoint les observations faites par HUSSAIN & HAYAKAWA (1987), montrant que des mesures déclenchées sur un signal en un point peuvent entraîner des distorsions et des perceptions biaisées dans l'étude de structures loin du point de référence. Dans le cas d'une mesure en phase avec le signal en un point, il existe une fluctuation de phase pour les structures éloignées du point de référence.

La valeur instantanée de  $\varphi$  peut également être sujette à des fluctuations de vitesse et/ou

pression à petite échelle dans la direction transverse, sans pour autant que la topologie de l'écoulement à grande échelle (donc la valeur de  $\varphi_{POD}$ ) dans le plan de mesure soit affectée par ces fluctuations.

## 8.4 Analyse des autres coefficients en fonction de la phase

### $\varphi_{POD}$

La détermination d'un paramètre de phase  $\varphi_{POD}$  permettant de suivre l'évolution des deux premiers modes et d'ordonner l'ensemble des mesures montre qu'une partie de la topologie globale de l'écoulement peut être décrite par la seule donnée de ce paramètre. On peut se demander comment sont ordonnés les autres coefficients par rapport à ce paramètre de phase, mais également il est possible de définir d'autres phases par une étude similaire des coefficients associés par paires (pour des mouvements harmoniques, ou encore à d'autres fréquences).

Dans le cadre du détachement tourbillonnaire, la définition d'une phase nécessite l'utilisation de deux modes. On est en droit de s'attendre de trouver ceci pour les modes qui seraient des harmoniques spatiales du mouvement principal. De même il devrait exister un lien entre l'évolution des coefficients de des modes harmoniques et la phase principale  $\varphi_{POD}$ .

Nous observons sur la Fig. 8.9 en fonction de la phase la répartition de chacun des premiers coefficients de la décomposition POD réalisée en aval. Nous retrouvons les propriétés concernant les deux premiers coefficients. Les coefficients 3 et 4 ont une répartition aléatoire en fonction de la phase. Les deux coefficients suivants ont par contre une répartition selon des fonctions harmoniques, mais avec une fréquence deux fois plus élevée. On note également un déphasage de  $\pi/4$  entre chacun de ces coefficients.

Il est possible, comme nous l'avons déjà observé lors de l'analyse des coefficients POD d'un ensemble de données issues d'une simulation numérique, qu'il existe une relation entre chaque coefficient. Cependant, dans le cas de données expérimentales, chaque mode est brouillé par la turbulence ainsi que par le bruit de mesure, et ceci entraîne une dispersion des coefficients ainsi qu'une destruction de la relation entre chaque coefficient.

La phase  $\varphi_{POD}$  a été déterminée par le fait qu'il existe une relation entre les coefficients des modes 1 et 2. On peut tout à fait imaginer la détermination d'un paramètre similaire avec des modes fonctionnant par paire selon le même schéma que les modes 1 et 2 (soit tous les modes harmoniques). Si les représentations de la Fig. 8.9 illustrent déjà le lien possible des coefficients avec la phase  $\varphi_{POD}$ , l'étude de la phase  $\varphi_{a_i a_{i+1}}$ , issue de la définition 8.1 appliquée aux coefficients  $a_i$  et  $a_{i+1}$ , en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$  permet visuellement d'observer une relation éventuelle entre les modes principaux et des mécanismes harmoniques.

Ce genre de représentation met non seulement en évidence les modes fonctionnant par paire et qui sont des harmoniques du mouvement principal, mais il permet également d'obtenir la fréquence de variation de ces deux modes par rapport au mouvement principal. Les résultats de cette étude sont présentés sur la Fig. 8.10. La dispersion des événements dans le plan  $(\varphi_{a_1 a_2}, \varphi_{a_3 a_4})$  ne donne aucune relation directe entre ces modes. Dans le plan  $(\varphi_{a_1 a_2}, \varphi_{a_5 a_6})$  nous avons également tracé une droite de pente 2 : il existe une relation de type linéaire entre ces deux phases : la phase  $\varphi_{a_5 a_6}$  possède une variation deux fois plus rapide que  $\varphi_{a_1 a_2}$  comme l'avait déjà mentionné BEN CHIEKH *et al*(2004) : ceci correspond à la première harmonique.

$$\varphi_{a_5 a_6} \approx 2\varphi_{a_1 a_2} \quad (8.5)$$

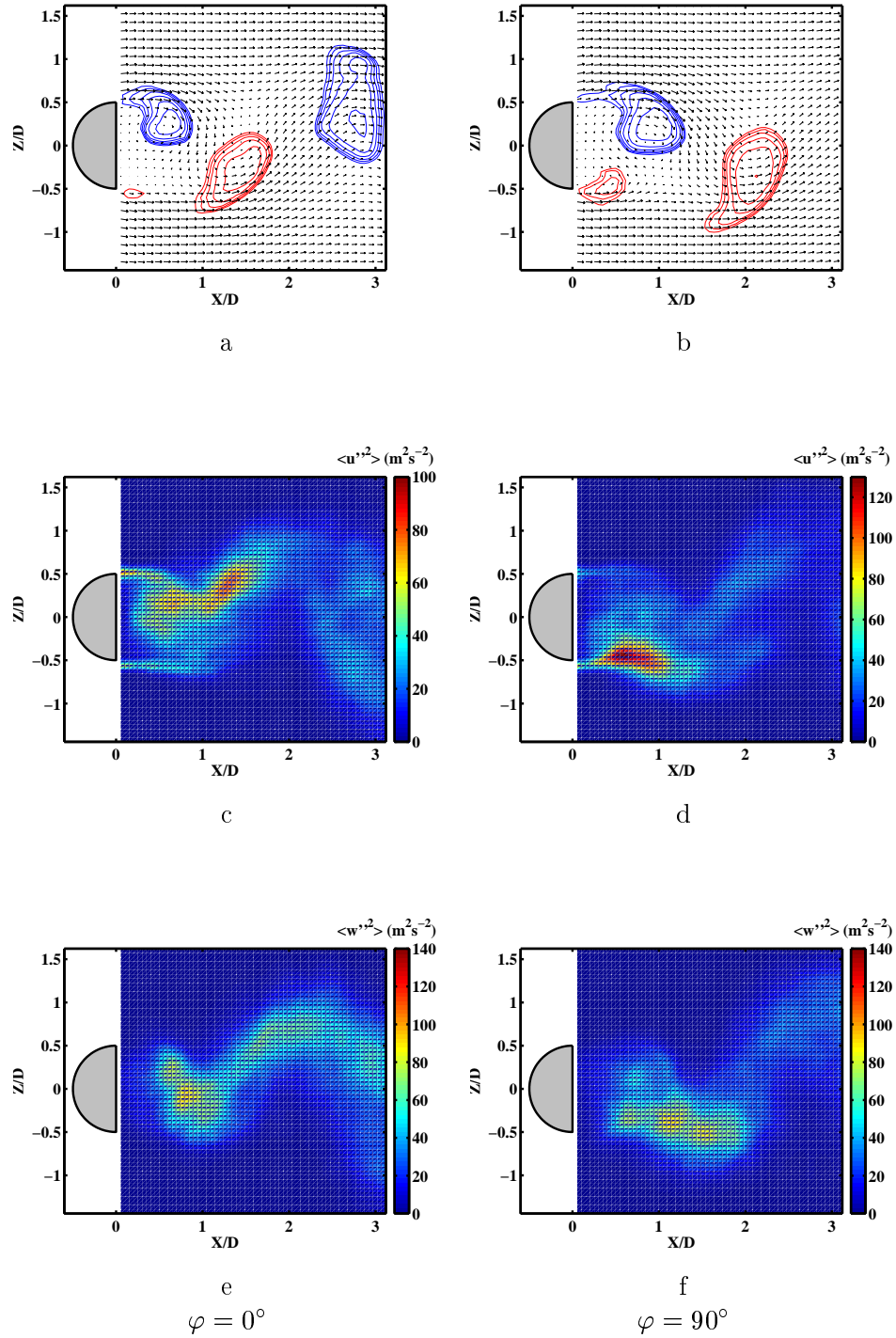


FIG. 8.8 – Statistiques obtenues avec les enregistrements sélectionnés dans les mesures synchronisées, avec la phase  $\varphi_{POD}$  définie par POD, avec un angle  $\Delta\varphi_{POD} = 15^\circ$ , pour la phase  $\varphi = 0^\circ$  ((a), (c), (e)) et pour la phase  $\varphi = 90^\circ$  ((b), (d), (f))

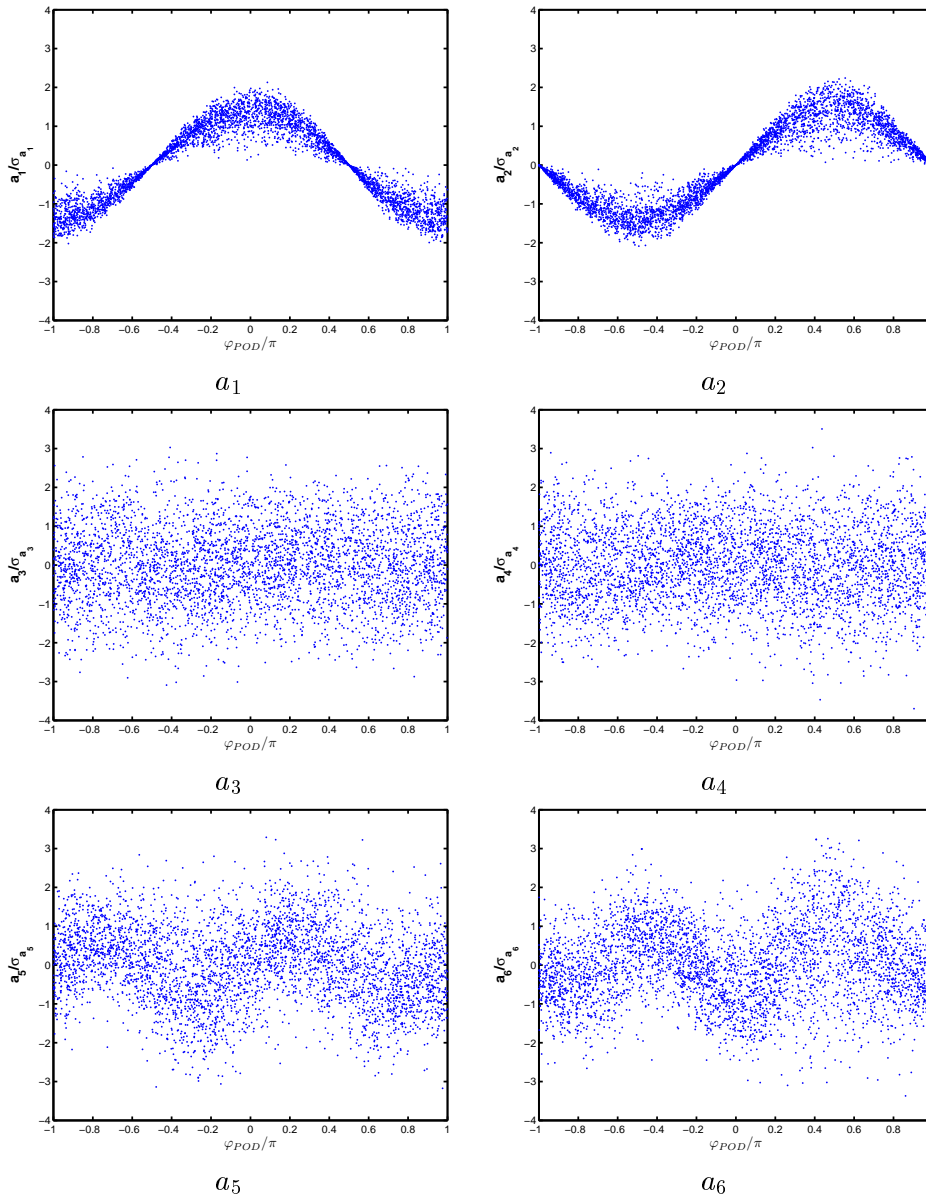


FIG. 8.9 – Étude de la répartition des coefficients  $a_1$  à  $a_6$  normalisés par leur écart type en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$  définie par l'étude des deux premiers coefficients dans le cas de l'analyse en aval dans le sillage

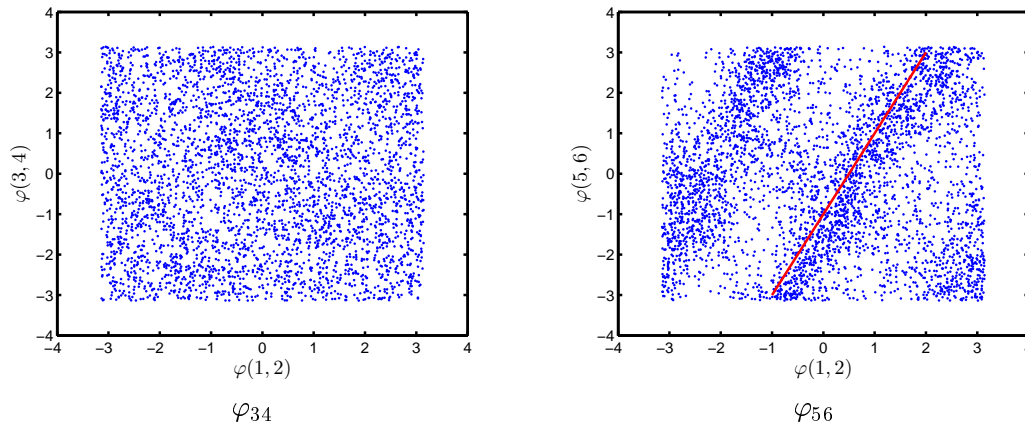


FIG. 8.10 – Étude de la répartition des phases  $\varphi_{a_i a_{i+1}}$  en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$  définie par l'étude des deux premiers coefficients dans le cas de l'analyse en aval dans le sillage

## 8.5 Conclusion

Dans le cadre d'un écoulement possédant un caractère périodique nous avons vu que l'étude des deux premiers coefficients POD permet de d'obtenir un paramètre de phase décrivant la position des structures au cours d'un cycle du détachement tourbillonnaire. L'analyse de ce paramètre dans l'ensemble des bases de données PIV permet d'établir une étude de phase de l'écoulement que nous avons confrontées aux mesures PIV synchronisées avec un signal de pression. Une comparaison des statistiques fournies par ces deux méthodes offrent de bons résultats pour les champs moyens, mais présente des différences pour les moments d'ordre supérieurs. Ces variations proviennent des définitions différentes des paramètres utilisés pour définir la phase correspondante aux événements enregistrés. Une étude des coefficients des modes d'ordre supérieurs à 2 en fonction de la phase  $\varphi_{POD}$  montre que certains coefficients bien identifiés sont reliés au paramètre de phase  $\varphi_{POD}$  par une relation sensiblement linéaire.



# Chapitre 9

## Vers la modélisation de l'écoulement instationnaire

### 9.1 Introduction

Nous avons introduit au paragraphe 3.1 une décomposition de champ de vitesse adaptée aux écoulements présentant une instationnarité à grande échelle pseudo-périodique, permettant ainsi de différencier le mouvement déterministe du fluide du mouvement aléatoire.

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \varphi(t)) + \mathbf{u}''(\mathbf{x}, t) \quad (9.1)$$

La modélisation recherchée dans ce travail a pour objectif de considérer à la fois les deux contributions  $\bar{\mathbf{u}}$  et  $\mathbf{u}''$ . Grâce à l'analyse POD, l'aspect déterministe pour  $\bar{\mathbf{u}}$  ou aléatoire pour  $\mathbf{u}''$  est prise en compte dans la modélisation temporelle du coefficient  $a_i(t)$ .

L'analyse des coefficients POD a fait ressortir un paramètre de phase unique permettant de recréer les variations des coefficients des modes 1 et 2 dont l'association recrée le mécanisme du détachement tourbillonnaire. Ce paramètre de phase peut également définir les coefficients des modes harmoniques.

Nous décomposons donc le modèle comme suit :

$$\mathbf{U}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{U}(\mathbf{x}) \rangle + \sum_{j=1,2,5,6} a_j(t) \phi^{(j)}(\mathbf{x}) + \sum_{k=3,4,7}^N a_k(t) \phi^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (9.2)$$

Cette décomposition intègre le champ moyen  $\langle \mathbf{U}(\mathbf{x}) \rangle$ , une première partie, que l'on qualifie de partie déterministe de l'écoulement, et d'une partie aléatoire. La partie déterministe intègre les modes dont les coefficients dépendent du paramètre  $\varphi_{POD}$ , et la partie aléatoire intègre l'ensemble des autres modes dont il sera nécessaire de définir une évolution temporelle de leurs coefficients respectifs.

La validité d'une telle modélisation sera jugée sur sa capacité à répondre aux différentes attentes, c'est à dire reproduire les premiers moments statistiques (moyennes et écart-types), reproduire des distributions de vitesse conformes à l'écoulement, enfin modéliser les différentes échelles de temps et de longueur présentes dans l'écoulement.



## 9.2 Modèle de reconstruction de l'instationnarité à grande échelle à l'aide de l'analyse POD

Nous étudions dans cette partie une reconstruction de la vitesse moyenne de phase  $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \varphi)$  à l'aide d'un modèle décrivant la variation des coefficients  $a_1(\varphi)$  et  $a_2(\varphi)$  avec la phase  $\varphi_{POD}$ . La variation des coefficients présentée Fig. 8.1 (b) nous conduit à sélectionner des fonctions trigonométriques simples :

$$\begin{cases} a_1(\varphi_{POD}) &= \langle r \rangle \sigma_{a_1} \cos(\varphi_{POD}) \\ a_2(\varphi_{POD}) &= \langle r \rangle \sigma_{a_2} \sin(\varphi_{POD}) \end{cases}$$

Dans cette formulation, nous tiendrons compte de la relation définie précédemment avec l'équation 8.4 :  $\langle r \rangle = \sqrt{2 - \sigma_r^2}$ .

A partir de ces deux modèles simples des variations des coefficients  $a_1(\varphi)$  et  $a_2(\varphi)$  et en tronquant le développement en modes propres (2.20) à l'ordre 2, il est possible d'obtenir la moyenne de phase  $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \varphi)$  du champ de vitesse à l'aide de la relation :

$$\tilde{\mathbf{u}}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, \varphi_{POD}) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + a_1(\varphi_{POD}) \boldsymbol{\phi}^{(1)}(\mathbf{x}) + a_2(\varphi_{POD}) \boldsymbol{\phi}^{(2)}(\mathbf{x}) \quad (9.3)$$

Les résultats obtenus pour chaque phase à partir d'un modèle d'ordre 2 ou de mesures synchronisées, sont présentés Fig. 9.1. Pour chacune des phases, les deux approches fournissent la même structure de l'écoulement. Le modèle donne une bonne topologie de l'écoulement, bien qu'il ne prenne en compte que 57.5% de l'énergie des fluctuations. L'étude des contours de la fonction indicatrice présentant les structures dans les champs de vitesse obtenues par reconstruction à partir d'un modèle d'ordre 2 fait apparaître que les isocontours sont plus réguliers. La reconstruction agit comme un filtre spatial, ce qui est cohérent avec le fait que l'on ne considère que les deux premiers modes. Ceux-ci caractérisent le mouvement pseudo-périodique de l'écoulement, mouvement à grande échelle portant l'énergie de l'écoulement. On néglige les modes d'ordre supérieur qui contiennent à la fois des mécanismes à grande échelle différents du celui de lâcher tourbillonnaire (phénomène d'étirement - contraction, oscillation verticale...), mais également la turbulence, structures à plus petite échelle permettant la dissipation de l'énergie, et qui participent à la destructuration des grandes échelles.

## 9.3 Modèle temporel

Pour obtenir une reconstruction temporelle du champ de vitesse, il convient de modéliser également la relation entre la phase  $\varphi_{POD}$  et le temps. Dans une première approximation, nous pouvons supposer que la phase  $\varphi_{POD}$  varie linéairement avec le temps  $t$  :

$$\varphi_{POD} = 2\pi f_0 t \quad (9.4)$$

on aboutit alors à une modélisation simple de la contribution déterministe et instationnaire du détachement tourbillonnaire dans le sillage du cylindre :

$$\tilde{\mathbf{u}}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \langle r \rangle \sigma_{a_1} \cos(2\pi f_0 t) \boldsymbol{\phi}^{(1)}(\mathbf{x}) + \langle r \rangle \sigma_{a_2} \sin(2\pi f_0 t) \boldsymbol{\phi}^{(2)}(\mathbf{x}) \quad (9.5)$$

Ce modèle permet donc de recréer rapidement l'évolution temporelle de l'écoulement dans le sillage du cylindre tronqué. Il convient toutefois d'affiner la relation définie entre la phase et le temps. Pour cela, seul un ensemble de données résolues dans le temps peut nous donner la loi reliant ces deux grandeurs. Les mesures à faible nombre de Reynolds

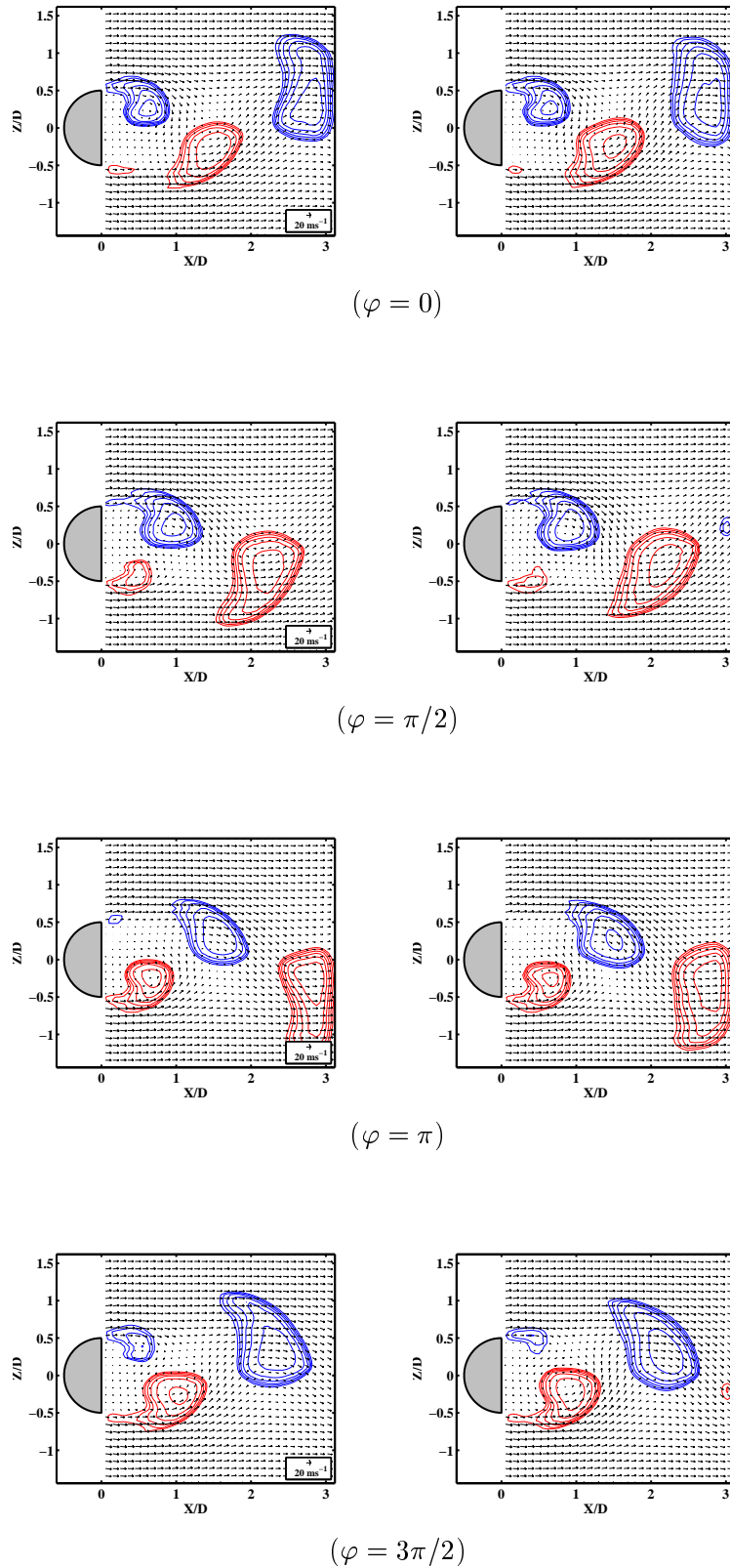
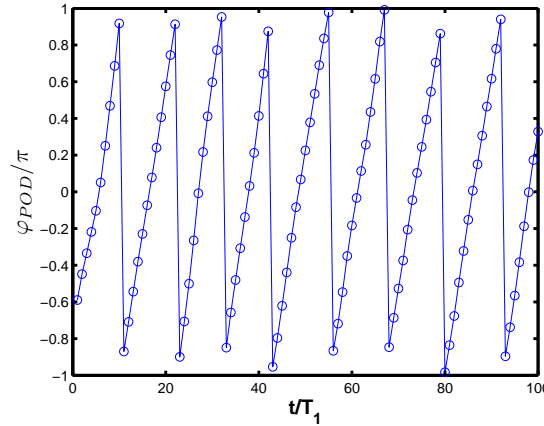


FIG. 9.1 – Comparaison entre les moyennes de phases obtenues avec les mesures synchronisées avec le signal de pression (à gauche) et la reconstruction avec les deux premiers modes (à droite) pour les phases :  $0$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$


 FIG. 9.2 – Variation de la phase  $\varphi_{POD}$  en fonction du temps ( $Re = 114$ )

effectuées dans l'eau, donnent un premier élément de réponse. Pour cela, le même type de décomposition en mode propre a été réalisé sur ces données expérimentales, dont les résultats ont été donnés au chapitre 7. Même si la géométrie de ce cas est différente, et la gamme de Reynolds considérée bien inférieure, le phénomène tourbillonnaire est basé sur des types de mécanismes similaires. La Fig. 9.2 montre l'évolution de la phase  $\varphi_{POD}$  en fonction de la quantité  $t/T_1$  ( $T_1$  est le temps entre deux enregistrements successifs de la caméra en PIV). Il apparaît bien au cours d'un cycle, pour une variation de  $\varphi_{POD}$  de  $-\pi$  à  $\pi$ , que la phase varie de façon linéaire avec le temps. On observe toutefois quelques variations locales de la phase, qui correspond en réalité à des variations de positions cycle à cycle des tourbillons dues aux conditions externes créées par l'écoulement, qui entraînent une légère fluctuation de phase. L'origine de cette fluctuation de position n'est pas déterminée. Il est intéressant de souligner que malgré le fait que les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  ne varient pas vraiment de façon harmonique, la phase  $\varphi_{POD}$  varie de façon linéaire avec le temps.

L'utilisation de la PIV2T permet également de conforter l'hypothèse faite dans l'équation 9.4. L'observation des corrélations croisées des coefficients POD réalisée au paragraphe 7.3.2 montre qu'il existe une relation entre ceux-ci : ces coefficients sont décorrélés, mais non statistiquement indépendants. La relation expérimentale observée est de type sinusoïdale.

Si l'on prend une modélisation des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  comme proposé précédemment dans le modèle d'ordre 2 :

$$\begin{cases} a_1(t) &= \alpha \cos(\omega t) \\ a_2(t) &= \beta \sin(\omega t) \end{cases}$$

le calcul du coefficient de corrélation  $R_{a_1(t)a_2(t+\tau)}$  nous donne :

$$R_{a_1(t)a_2(t+\tau)}(\tau) = \sin(\omega\tau) \quad (9.6)$$

Si l'on superpose la fonction de corrélation ainsi modélisée avec les relevés obtenus grâce à la PIV2T, nous obtenons une bonne concordance Fig. 9.3. Toutefois il subsiste de faibles écarts avec la courbe théorique. Une hypothèse plausible pour expliquer cette différence est que la modélisation des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  proposée ne reproduit pas la dispersion des coefficients pourtant observée dans la décomposition POD. Une étude approfondie sera nécessaire pour comprendre les écarts observés.

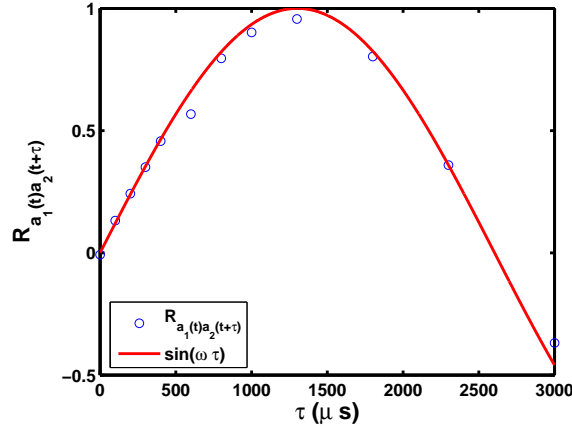


FIG. 9.3 – Comparaison de  $R_{a_1 a_2}(\tau)$  relevé expérimentalement (PIV2T) avec une modélisation de type  $\sin(2\pi f_0 t)$

## 9.4 Expression du modèle réduit à partir de la donnée des champs instantanés

Dans la décomposition en modes propres, nous avons montré que chaque champ de vitesse instantané est la combinaison linéaire des modes propres de l'écoulement pondéré par des coefficients  $a_n$ . Pour le modèle d'ordre 2, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, \varphi) &= \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \sum_{n=1}^2 a_n(\varphi) \boldsymbol{\phi}^{(n)}(\mathbf{x}) \\ &= \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + a_1(\varphi) \boldsymbol{\phi}^{(1)}(\mathbf{x}) + a_2(\varphi) \boldsymbol{\phi}^{(2)}(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (9.7)$$

Pour un ensemble de réalisations expérimentales décorrélées, il est possible d'écrire une expression des modes POD comme une combinaison linéaire des réalisations :

$$\boldsymbol{\phi}^{(n)}(\mathbf{x}) = \frac{1}{N\lambda^{(n)}} \sum_{i=1}^N a_{(n)}(i) \mathbf{u}'_i(\mathbf{x}) \quad (9.8)$$

VAN OUDHEUSDEN *et al*(2005) ont établi que le champ de vitesse reconstruit pour n'importe quelle phase  $\varphi$  du phénomène déterministe de l'écoulement est relié aux champs instantanés ; en effet, en reportant la relation 9.8 et la définition des modèles 9.3 dans le modèle simplifié, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, \varphi) &= \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + a_1(\varphi) \frac{1}{N\lambda^{(1)}} \sum_{i=1}^N a_{(1)}(i) \mathbf{u}'_i(\mathbf{x}) + a_2(\varphi) \frac{1}{N\lambda^{(2)}} \sum_{i=1}^N a_{(2)}(i) \mathbf{u}'_i(\mathbf{x}) \\ &= \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}) \rangle + \frac{\langle r \rangle}{N} \sum_{i=1}^N r_i \cos(\varphi - \varphi_i) \mathbf{u}'_i(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (9.9)$$

où  $r_i$  et  $\varphi_i$  correspondent respectivement au rayon et à l'angle de la réalisation  $i$  présentée Fig. 8.1 (a). On peut en conclure qu'un tel modèle s'exprime également comme une combinaison de l'ensemble des champs instantanés qui a servi au calcul des modes : pour une

TAB. 9.1 – Étude de l'influence de  $r_i$  dans la reconstruction à partir des snapshots

$\varphi$	0	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$
$\wp$	0.99981	0.99981	0.9998	0.99978	0.99979	0.9998
$\varphi$	$\pi$	$-5\pi/6$	$-2\pi/3$	$-\pi/2$	$-\pi/3$	$-\pi/6$
$\wp$	0.99981	0.99981	0.9998	0.99979	0.99979	0.9998

phase  $\varphi_j$  donnée,  $\mathbf{u}_{\text{modèle}}(\mathbf{x}, \varphi_j)$  sera une combinaison linéaire des champs instantanés  $\mathbf{u}'_i$ , en privilégiant les champs  $\mathbf{u}'_i$  qui possèdent une valeur proche de la phase  $\varphi_j \pmod{2\pi}$  à travers le coefficient  $\cos(\varphi_j - \varphi_i)$ .

*Remarque :*

On peut se demander si la quantité  $r_i$  possède une importance dans la reconstruction ou si l'on peut remplacer cette valeur par la valeur moyenne du rayon  $\langle r \rangle$  pour l'expérience. On se propose de comparer, pour différentes phases, le champ de vitesse fourni par le modèle 9.9 et le champ obtenu par la même formulation en remplaçant le terme  $r_i$  par sa valeur moyenne  $\langle r \rangle$ .

Afin de quantifier les écarts entre les deux représentations, il s'avère utile de disposer d'un critère. Pour cela nous considérerons la quantité  $\wp$  basée sur la définition du produit scalaire 2.12 :

$$\wp = \frac{(\tilde{\mathbf{u}}_1, \tilde{\mathbf{u}}_2)}{\sqrt{(\tilde{\mathbf{u}}_1, \tilde{\mathbf{u}}_1)(\tilde{\mathbf{u}}_2, \tilde{\mathbf{u}}_2)}} \quad (9.10)$$

Une valeur de  $\wp$  proche de 1 signifie que les deux champs de vitesse  $\tilde{\mathbf{u}}_1$  et  $\tilde{\mathbf{u}}_2$  sont quasi identiques.

Pour 12 phases réparties uniformément entre 0 et  $2\pi$ , nous avons effectué la reconstruction du champ de vitesse 9.9 soit en tenant compte de chaque rayon  $r_i$ , soit en ne tenant compte que de la valeur moyenne  $\langle r \rangle$ . Afin de quantifier l'écart entre les deux champs, nous en calculons la quantité  $\wp$  entre les deux champs. On obtient alors les valeurs suivantes reportées Tab. 9.1. L'influence du rayon  $r_i$  est faible, de l'ordre de 0.2%. Dans les reconstructions, l'utilisation de la valeur moyenne  $\langle r \rangle$  du rayon suffit. Donc dans la formule 9.9, la pondération par la valeur  $r_i$  donne un résultat quasi-identique que pour une pondération par  $\langle r \rangle$ , indépendante de la réalisation  $i$ .

## 9.5 Modèle d'ordre supérieur - Introduction de la turbulence dans le modèle

L'analyse POD des données expérimentales a permis d'obtenir une approximation du détachement tourbillonnaire à grande échelle, et nous avons proposé un modèle simple de la partie déterministe de ce processus. Une modélisation contenant uniquement les deux modes, permet d'obtenir une approximation du champ total, en ne tenant compte que d'une fraction de l'énergie totale de l'écoulement fluctuant (environ 60%).

Ce modèle est suffisante pour obtenir des cartographies moyennes de l'écoulement, mais pas pour les variances de la vitesse ni pour les corrélations spatio-temporelles. Il ne permet pas non plus de recréer toutes les propriétés physiques observés. Pour obtenir de tels résultats, il est nécessaire de créer un modèle plus fin tenant compte des modes d'ordre supérieur. Nous conservons donc la modélisation déjà établie pour les deux premiers modes, et nous allons incorporer des modes de rang plus élevé permettant de mieux décrire la partie déterministe et surtout d'introduire la partie aléatoire.

### 9.5.1 Complément de la partie déterministe

L'analyse des premiers modes a fait ressortir deux modes successifs présentant une structure spatiale harmonique (longueur d'onde deux fois plus courte), et dont les coefficients associés ont une pulsation deux fois plus élevée. Comme nous l'avons vu précédemment, ces modes possèdent une topologie spatiale autorisant la création d'une composante de vitesse axiale sur l'axe  $O_x$ .

Le choix des modes introduits dans la partie déterministe est basé sur l'ensemble des modes dont les coefficients peuvent être modélisés par des fonctions trigonométriques. Après étude, nous avons établi pour la partie déterministe un modèle de la forme :

$$\begin{cases} a_1(t) &= \langle r_{12} \rangle \sigma_{a_1} \cos(\omega t) \\ a_2(t) &= \langle r_{12} \rangle \sigma_{a_2} \sin(\omega t) \\ a_5(t) &= \langle r_{56} \rangle \sigma_{a_5} \cos(2\omega t) \\ a_6(t) &= \langle r_{56} \rangle \sigma_{a_6} \sin(2\omega t) \end{cases}$$

avec  $\omega = 2\pi f_o t$ . Les fonctions, ainsi que leurs déphasages initiaux dépendent de la décomposition fournie par la POD.

La Fig 9.4 montre les spectres de vitesse de la composante  $U$  sur l'axe au point ( $X/D = 4, Z/D = 0$ ) pour un modèle d'ordre 2 (a) et un modèle intégrant la première harmonique (b). Grâce à une telle modélisation, nous pouvons reconstruire un signal de vitesse dont le spectre présente un pic secondaire à une fréquence deux fois plus élevée que le pic principal du détachement tourbillonnaire.

### 9.5.2 Introduction de la turbulence dans le modèle - modèle stochastique simple

Nous nous proposons d'établir un modèle stochastique (DURBIN (1980), GENGE (2001)) des coefficients ne présentant pas de variations dépendant d'un paramètre tel que la phase  $\varphi_{POD}$ . L'intérêt de modéliser ces coefficients est de pouvoir introduire les modes possédant des mouvements à plus petite échelle - donc de turbulence. Un modèle stochastique permet l'intégration d'un terme de mémoire ce qui traduit le temps de cohérence observé pour les coefficients, mais également introduit une partie aléatoire, tout en conservant les propriétés statistiques de la variable considérée.

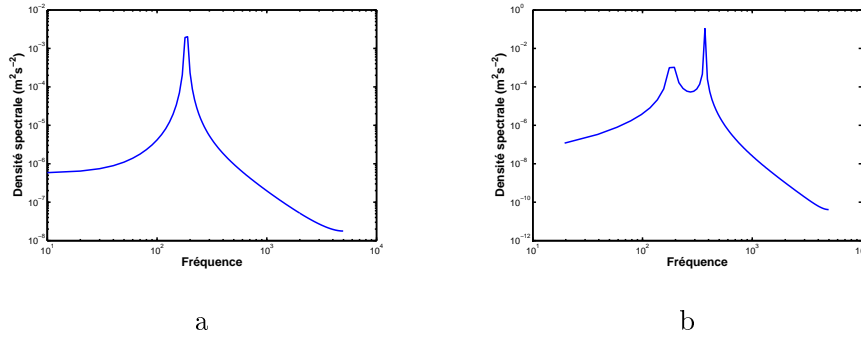


FIG. 9.4 – Spectre de la composante de vitesse  $U$  au point  $(X/D = 4, Z/D = 0)$  avec un modèle contenant les modes 1 et 2 (a) et en ajoutant les modes 5 et 6 (b)

Les coefficients relatifs aux modes supérieurs possèdent un temps de cohérence que nous pouvons calculer, comme nous l'avons effectué dans la sections 7.3.3.

Les coefficients 3 et 4 possèdent tous deux, et ce, dans chacune des deux expériences permettant cette analyse, un temps de cohérence élevé (de l'ordre de  $1500\mu s$ ) et il semblerait que leur variation n'est pas indépendante des premiers coefficients. De plus, dans la décomposition, ils précèdent les modes composant la première harmonique d'un point de vue énergétique. Nous avons cependant décidé de leur affecter un comportement stochastique comme pour les modes d'ordre supérieur à 7.

L'analyse des coefficients et les différentes expériences permettent de déduire que les fonctions doivent respecter les propriétés suivantes :

- Les coefficients sont aléatoires (sauf dans certains cas, où l'on observe un mouvement ordonné, mais fortement dispersé)
- Ces coefficients sont de moyenne nulle :  $\forall k \langle a_k \rangle = 0$
- On peut faire l'hypothèse également aux vues des données expérimentales que la densité de probabilité des différents coefficients  $a_3$ ,  $a_4$  et  $a_k$  est proche d'une fonction gaussienne.
- L'étude expérimentale fournit la valeur des écart types  $\sigma_{a_k}$  de chacun des coefficients.
- Le temps de cohérence  $T_{a_k}$  relatif au coefficient  $a_k$  est également connu grâce à l'expérience :

$$T_{a_k} = \int_0^\infty \frac{a_k(t)a_k(t+\tau)}{\sigma_{a_k}^2} d\tau \quad (9.11)$$

Les mesures en deux temps fournissent des données pour des valeurs de  $\tau$  allant jusqu'à  $3000\mu s$  en aval dans le sillage et jusqu'à  $1600\mu s$  dans la zone de décollement, ce qui est suffisant pour évaluer correctement les valeurs de  $T_{a_k}$  dans les deux positions.

Nous pouvons alors créer un modèle de coefficient de respectant les propriétés énoncées ci-dessus :

$$a_k(t + \Delta t) = \alpha a_k(t) + \beta \xi \quad (9.12)$$

En discrétisant le problème, obtenons le modèle suivant :

$$a_k((n+1)\Delta t) = \alpha a_k(n\Delta t) + \beta \xi_{n+1} \quad (9.13)$$

où les  $\xi_n$  sont des variables aléatoires gaussiennes de moyenne nulle, de variance  $\sigma_\xi^2 = 1$  et

indépendantes, ie  $\langle \xi_p \xi_q \rangle = \delta_{pq}$ . Le temps de cohérence s'écrit sous la forme :

$$T_{a_k} = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{a_k(n) a_k(n+p)}{\sigma_{a_k}^2} \Delta t \quad (9.14)$$

Dans l'équation 9.13, le terme  $\alpha$  représente le terme de mémoire ; il existe tout de même une perte d'information entre deux instants successifs, ce qui se traduit par  $\alpha < 1$ . Les termes  $\alpha$  et  $\beta$  s'expriment en fonction des paramètres  $\sigma_{a_k}$  et  $T_{a_k}$  relatifs au coefficient  $a_k$ . Les calculs permettant d'obtenir l'expression des coefficients en fonction des différents paramètres sont présentés en annexe B. On obtient :

$$\begin{cases} \alpha = & 1 - \frac{\Delta t}{T_{a_k}} \\ \beta = & \sigma_{a_k} \sqrt{\frac{2\Delta t}{T_{a_k}} \left(1 - \frac{\Delta t}{2T_{a_k}}\right)} \end{cases} \quad (9.15)$$

Le modèle s'écrit :

$$a_k((n+1)\Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_{a_k}}\right) a_k(n\Delta t) + \sigma_{a_k} \sqrt{\frac{2\Delta t}{T_{a_k}} \left(1 - \frac{\Delta t}{2T_{a_k}}\right)} \xi_{n+1} \quad (9.16)$$

Par construction, les coefficients  $a_k$  sont gaussiens, de moyenne nulle et d'écart type  $\sigma_{a_k}$ . Il est nécessaire de fixer le pas de temps  $\Delta t$  de sorte que l'on ait suffisamment de précision pour le coefficient possédant le plus petit temps  $T_{a_k}$ . On choisit alors

$$\Delta t = 0.05 \min(T_{a_k}) \quad (9.17)$$

## 9.6 Étapes de la construction d'un modèle d'ordre supérieur

Parmi les différents paramètres intervenant dans la mise en place d'un modèle de reconstruction des coefficients  $a_k$  comme proposé au paragraphes 9.2 et 9.5.2, il apparaît la pulsation  $\omega$  du mouvement grande échelle, la dispersion  $\sigma_{a_k}$  et le temps de cohérence  $T_{a_k}$  des coefficients  $a_k$ .

La pulsation  $\omega$  est donnée par une mesure complémentaire locale et résolue temporellement, soit par fil chaud, soit par LDV. La dispersion  $\sigma_{a_k}$  est donnée par l'analyse des coefficients POD et le temps de cohérence  $T_{a_k}$  est mesuré grâce aux mesures PIV en deux temps. L'élaboration d'un modèle incorporant les modes supérieurs n'est réalisable que si nous avons la donnée des temps de cohérence : nous ne réaliserons donc ce modèle que pour les deux séries de mesures PIV en deux temps.

L'analyse des divers coefficients dans l'expérience nous a amené à considérer un modèle basé sur des fonctions trigonométriques de pulsation  $\omega = 2\pi f_0 t$  pour les coefficients 1 et 2, et de pulsation  $2\omega$  pour les coefficients 5 et 6. L'évolution temporelle des autres coefficients est donnée par le modèle stochastique.

Pour initialiser le calcul, nous avons sélectionné les valeurs des coefficients obtenus expérimentalement sur 4000 échantillons dans les bases de données afin que les conditions initiales soient physiques. Cette méthode permet également de connaître le déphasage existant entre le mécanisme principal de détachement tourbillonnaire (associé aux modes 1 et 2) et celui de la première harmonique (associé aux modes 5 et 6).



Le choix du pas de temps de calcul élémentaire est effectué en respectant la condition 9.17 : nous imposons  $\Delta t = 2\mu s$ , ce qui permettra par la suite de calculer des corrélations spatio-temporelles en différents points de l'écoulement, comparables à celles obtenues expérimentalement.

Lors du calcul de la base modale, chaque mode est défini au signe près, à savoir qu'une reconstruction à partir du couple  $(a_i, \phi^{(i)})$  est identique à celle donnée par le couple  $(-a_i, -\phi^{(i)})$ . De plus le sens de parcours de la phase (horaire ou anti-horaire) dépend également de la définition des modes et des coefficients sur lesquels sont basés l'étude. Une reconstruction des mesures PIV résolues dans le temps tenant compte soit de la paire constituée des modes 1 et 2, soit de la paire constituée des modes 5 et 6 (première harmonique), permet d'observer que les structures ainsi générées par ces couples de modes sont convectées vers l'aval de l'écoulement au cours du temps. Dans le modèle, les fonctions temporelles modélisant les coefficients associés à ces modes doivent donc satisfaire cette condition : lors d'une reconstruction temporelle, l'introduction de ces modes doit apporter un mécanisme de convection vers l'aval de structures.

Dans les différentes modélisations réalisées (4000 dans les deux zones étudiées), il est possible d'intégrer autant de modes que l'on veut dans le modèle stochastique, mais nous nous sommes limités aux 100 premiers. Une telle reconstruction prend en compte 93% de l'énergie, et le poids énergétique des modes d'ordre supérieur est au maximum de 0.05%. Il aurait été possible de prendre en compte des modes d'ordre plus élevé. Cependant, le gain énergétique avec l'adjonction de nouveaux modes reste faible.

# Chapitre 10

## Analyse du modèle

Ce chapitre est dédié à l'analyse des résultats numériques obtenus que nous allons confronter aux données expérimentales. Nous nous intéresserons à la comparaison des profils de vitesse moyenne, des composantes du tenseur de Reynolds, ainsi qu'aux valeurs des corrélations spatio-temporelles fournies par le modèle. Ces comparaisons seront effectuées pour des modèles intégrant un nombre croissant de modes, en commençant par considérer la composante du mouvement à grande échelle et de nature déterministe avec les deux modes aléatoires intercalés avant les premiers modes harmoniques. Puis nous étudierons des modèles d'ordre 20 et d'ordre 100 intégrant alors une composante aléatoire. Nous étudierons alors les statistiques et les distributions de vitesse en certains points que nous comparerons aux valeurs expérimentales.

### 10.1 Exemples de reconstructions

Avant de faire une comparaison des différentes grandeurs statistiques utiles, il nous a semblé intéressant d'observer des exemples de reconstructions de champs instantanés issus de différents modèles. Un champ instantané calculé à partir de 4 modèles est présenté Fig. 10.1. Le premier modèle est intègre uniquement la composante déterministe. Les trois autres incorporent une partie aléatoire, avec un nombre croissant de modes. On perçoit bien à travers cette illustration les modifications apportées par l'ajout des modes d'ordre supérieurs. Ceux-ci modifient localement l'écoulement, changeant ainsi la topologie des structures à grande échelle introduites par les modes 1, 2, 5 et 6. La partie déterministe est composée de 3 structures principales contrarotatives. L'ajout de deux modes aléatoires affecte la forme des structures. Si on considère une partie aléatoire de 16 modes ou de 96 modes, nous obtenons un décalage spatial de la structure amont, ainsi qu'un fractionnement des trois structures créées par la partie déterministe.

### 10.2 Profils de vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds

Pour analyser les statistiques obtenues pour les simulations, nous avons choisi d'extraire les différentes quantités calculées selon des profils dans les deux zones de simulation disponibles. Nous présenterons les résultats pour les profils en  $X/D = 0.1$  et  $X/D = 3.5$ . Des études complémentaires ont été effectuées selon des profils extraits en :  $X/D = 0.5, 1, 1.5$  pour la zone amont et en  $X/D = 3.5, 4, 4.5, 5$  dans le proche sillage.

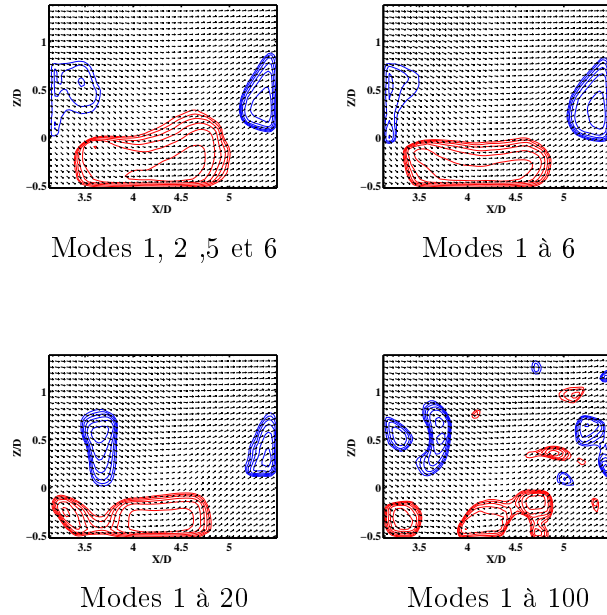


FIG. 10.1 – Exemple de champs instantanés (sous échantillonné) en fonction du nombre de modes intégrés au modèle. Structures cohérentes définies par le critère  $\Gamma_2$  (isocontours  $|\Gamma_2| > 0.7$ )

Chaque graphique présente pour une quantité donnée la valeur relevée lors de l'expérience avec les mesures PIV (en rouge), et la valeur moyenne observée pour le modèle. Les barres d'erreur sont représentatives de l'écart type des valeurs rencontrées dans les 4000 modélisations effectuées.

Intéressons-nous tout d'abord à l'analyse des composantes  $\langle U \rangle$  et  $\langle W \rangle$  de la vitesse moyenne. Dans la zone proche du point de décollement (Fig. 10.2), on peut noter que les profils sont très proches des valeurs mesurées, ce qui est cohérent avec le fait que le modèle est constitué d'une composante fluctuante superposée au champ moyen mesuré qui, lui, nous sert de référence. On est en droit de s'attendre à ce que pour les valeurs moyennes, on retrouve exactement le champ moyen introduit dans le modèle puisque nous avons simulé les fluctuations du champs de vitesse. Un facteur permet de comprendre l'origine de l'écart des moyennes obtenues par les modèles avec les données expérimentales : les statistiques moyennes des modélisations ont été réalisées pour chaque série temporelle simulée. De ce fait, les champs instantanés de chaque série ne sont pas totalement décorrélés ce qui influence la convergence statistique des résultats des modèles.

Dans la zone aval du sillage ( $X/D > 3$ ) (Fig. 10.3), les profils  $\langle U \rangle$  restent conformes aux mesures expérimentales, alors qu'on observe de plus grands écarts sur la composante  $\langle W \rangle$ . Il convient toutefois de rapporter les écarts aux niveaux des vitesses enregistrées : la composante verticale de vitesse est dans cette zone d'analyse inférieure à 5% de la vitesse incidente  $U_\infty$ .

Concernant les écarts types  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  et  $\sqrt{\langle w^2 \rangle / U_\infty^2}$  modélisés dans une première analyse, globalement, le modèle permet de recréer l'allure générale du profil. Dans les pre-

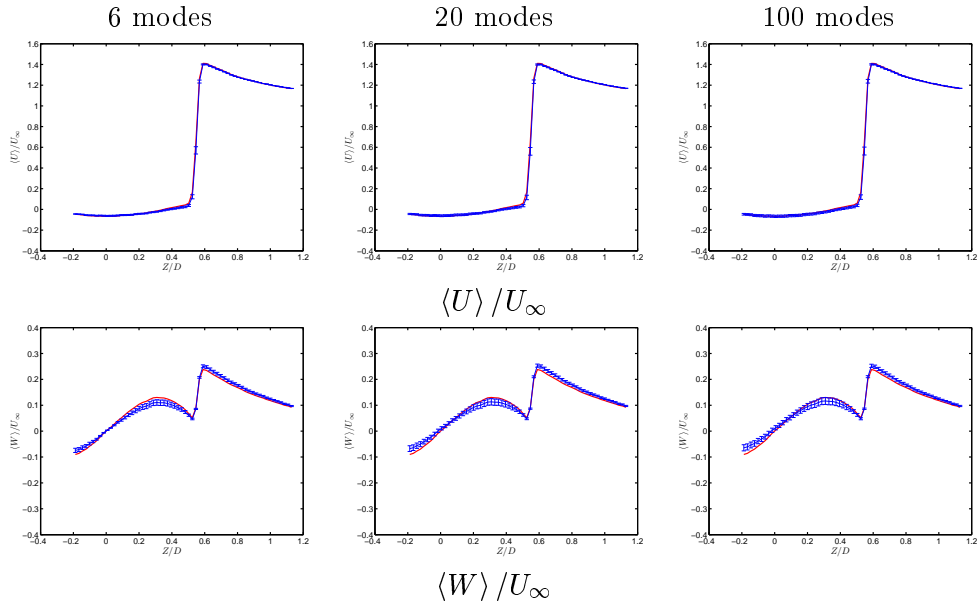


FIG. 10.2 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de  $\langle U \rangle / U_\infty$  et  $\langle W \rangle / U_\infty$  pour  $X/D = 0.1$

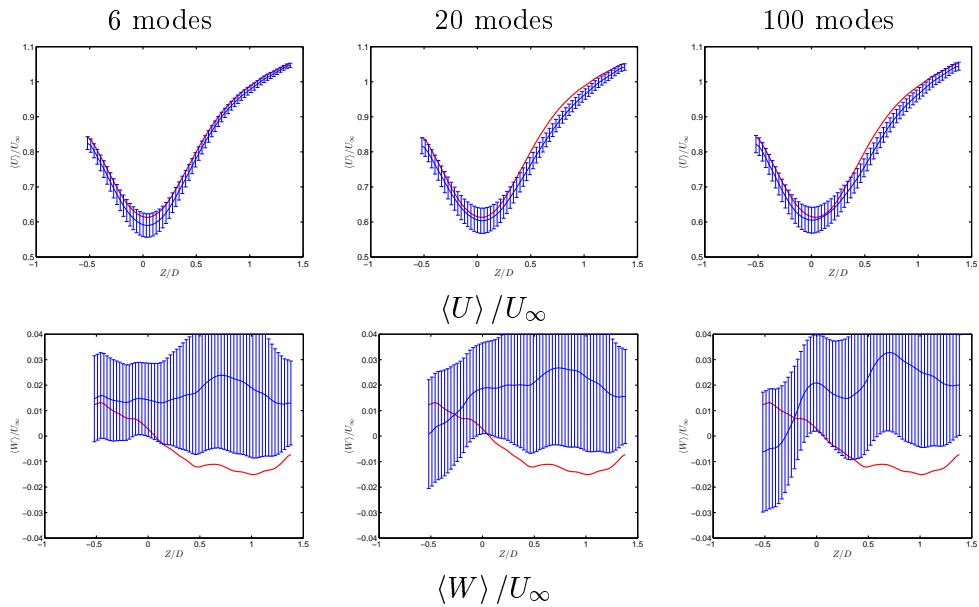


FIG. 10.3 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de  $\langle U \rangle / U_\infty$  et  $\langle W \rangle / U_\infty$  pour  $X/D = 3.5$

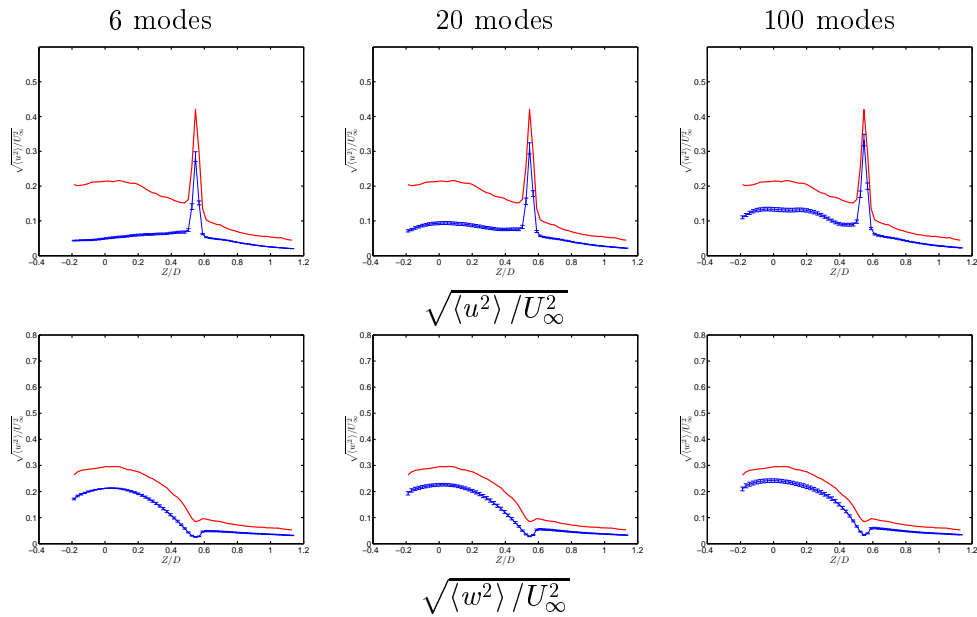


FIG. 10.4 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de  $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$  et  $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$  pour  $X/D = 0.1$

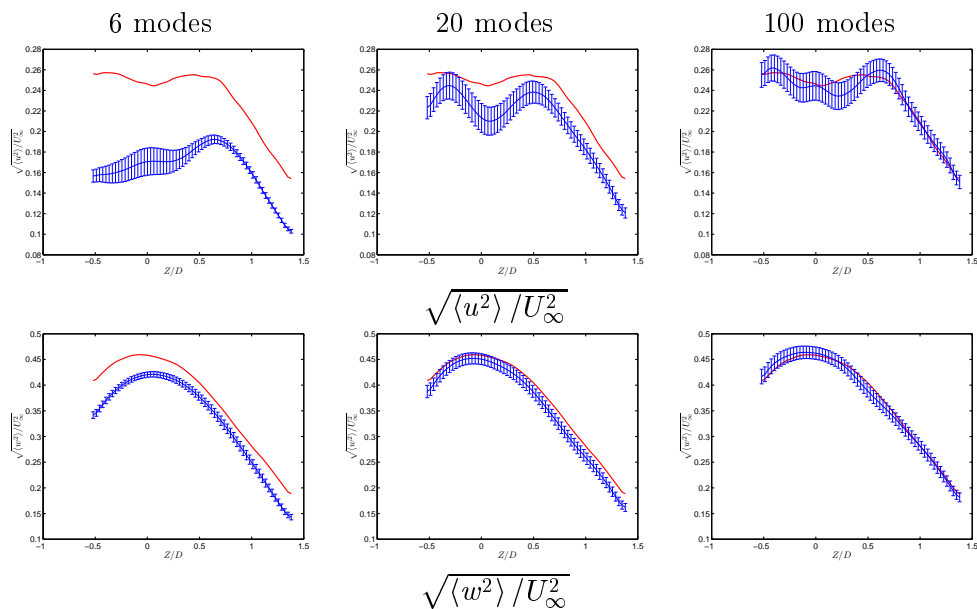


FIG. 10.5 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de  $\sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty^2$  et  $\sqrt{\langle w^2 \rangle} / U_\infty^2$  pour  $X/D = 3.5$

miers profils proche du culot du cylindre à  $X/D = 0.1$  et  $X/D = 0.5$ , si on conserve l'allure générale, on n'observe pas les niveaux enregistrés expérimentalement, même si l'augmentation du nombre de modes corrige légèrement cette tendance, ces corrections sont insuffisantes dans les deux premiers profils, et ce, quelle que soit la composante de vitesse. A partir de  $X/D = 1$ , on observe que l'introduction de seulement 6 modes sous-estime les écarts types enregistrés de l'ordre de 30%. Cependant cet écart se réduit nettement par l'augmentation du nombre de modes introduits dans le modèle. Avec une prise en compte de 100 modes, les niveaux calculés sont presque similaires dans la zone de mélange, mais encore en deçà de la valeur expérimentale dans la recirculation. Pour une modélisation plus en aval, à partir de  $X/D = 3.5$ , Fig. 10.5, nous observons le même phénomène qu'en amont, en remarquant toutefois une meilleure correspondance des profils issus des modèles intégrant un nombre élevé de modes : la quantité  $\sqrt{\langle w^2 \rangle / U_\infty^2}$  commence à être estimée de manière correcte pour un modèle intégrant 20 modes, le profil PIV étant aux limites des zones définies par les barres d'erreurs, alors qu'un modèle intégrant 100 modes permet d'obtenir une très bonne simulation. Les résultats de  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  sont moins précis avec l'intégration de 20 modes. Dans ce cas, le modèle de rang plus élevé permet de compenser les erreurs.

L'observation des cartographies de  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  et de  $\sqrt{\langle w^2 \rangle / U_\infty^2}$  dans les deux zones d'analyse (Fig. 10.6 et 10.6) confirme la tendance donnée par l'étude des profils précédemment faite. Une augmentation de l'ordre du modèle introduit globalement une augmentation des fluctuations sur l'ensemble de la zone étudiée, notamment pour la composante  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  dans la zone aval qui est fortement sous évaluée par un modèle d'ordre 6.

Nous observons une tendance similaire dans l'étude de la composante  $\langle uw \rangle / U_\infty^2$  (Fig. 10.8) : un modèle d'ordre plus élevé permet encore de décrire plus finement les variations le long du profil alors qu'un modèle d'ordre 20, et a fortiori 6 fournit une valeur sous estimée.

L'analyse de ces courbes révèle une augmentation des barres d'erreurs en fonction du nombre de modes pris en compte. Cette augmentation est surtout visible sur les quantités  $\langle U \rangle$ ,  $\langle W \rangle$  et  $\langle uw \rangle / U_\infty^2$ . Ceci s'interprète par le fait que les coefficients des modes les plus énergétiques de l'écoulement sont modélisés uniquement par des fonctions trigonométriques. Ces fonctions ne traduisent pas la dispersion des coefficients observée Fig. 8.1 (a) : les modes les plus énergétiques sont donc modélisés par des fonctions n'autorisant pas l'introduction de fluctuations. Dans un modèle de faible ordre, on y a donc peu de variations des vitesses par rapport au champ moyen car nous introduisons peu de modes susceptibles de modifier la topologie des structures présentes dans l'écoulement.

L'introduction d'un nombre plus élevé de modes d'ordre supérieur, apportant la turbulence, autorise le modèle à générer de plus grandes variations de vitesses par rapport au champ moyen.

Ces modèles d'ordre inférieur à 100 ne permettent pas d'obtenir une bonne représentation des moments d'ordre deux dans les zones complexes proches du point de décollement au culot du cylindre tronqué ( $X/D = 0.1$  et  $X/D = 0.5$ ). Nous retrouvons par contre une bonne correspondance plus en aval de l'écoulement. Il semble à la vue de ces premiers résultats, que les statistiques sont d'autant meilleures que la zone étudiée correspond au mouvement de plus grande énergie définie par les modes POD pris en compte, ce qui est prévisible car l'analyse POD repose sur un critère énergétique.

Sur l'ensemble des statistiques, nous constatons logiquement une convergence des valeurs vers les données expérimentales, en augmentant l'ordre du modèle, mais qui se traduit

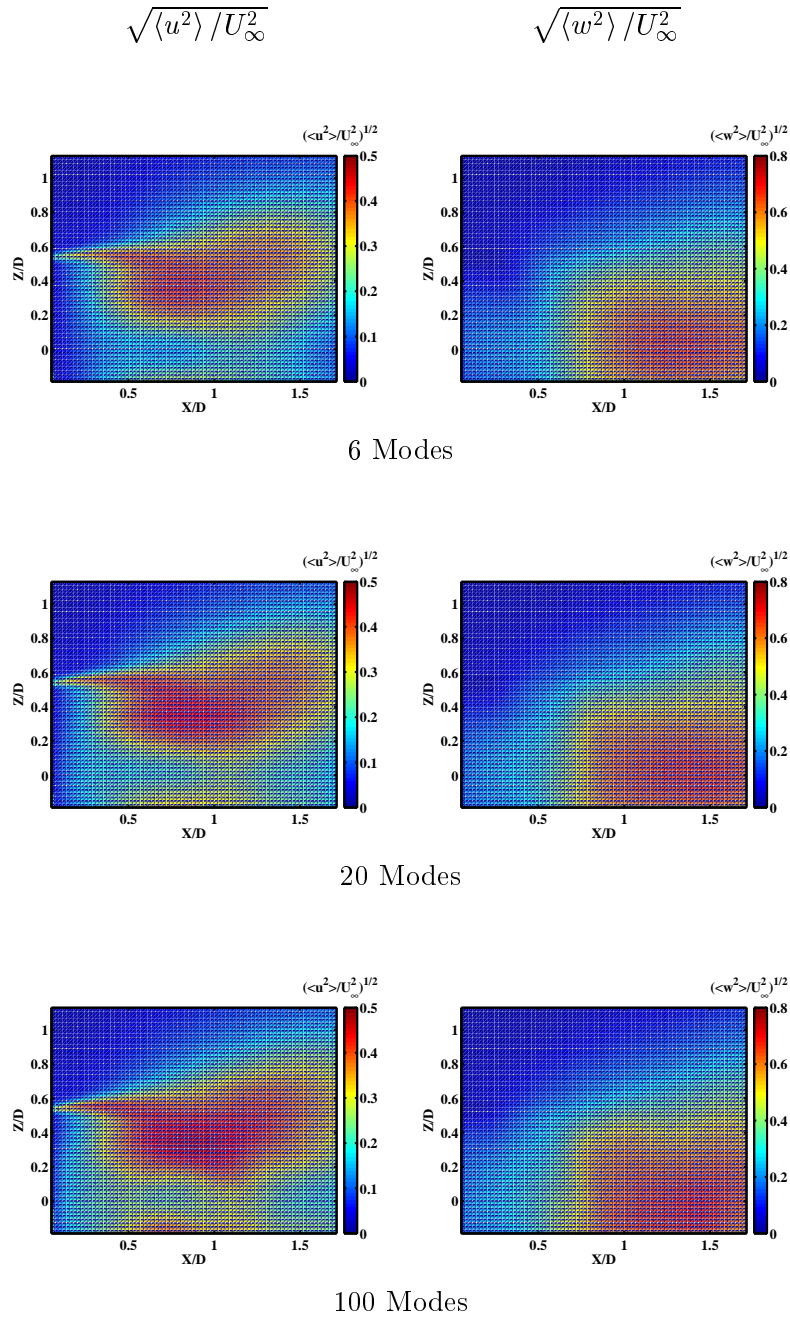


FIG. 10.6 – Cartographies des quantités  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  et  $\sqrt{\langle w^2 \rangle / U_\infty^2}$  dans la zone de modélisation amont en fonction du nombre de modes dans le modèle

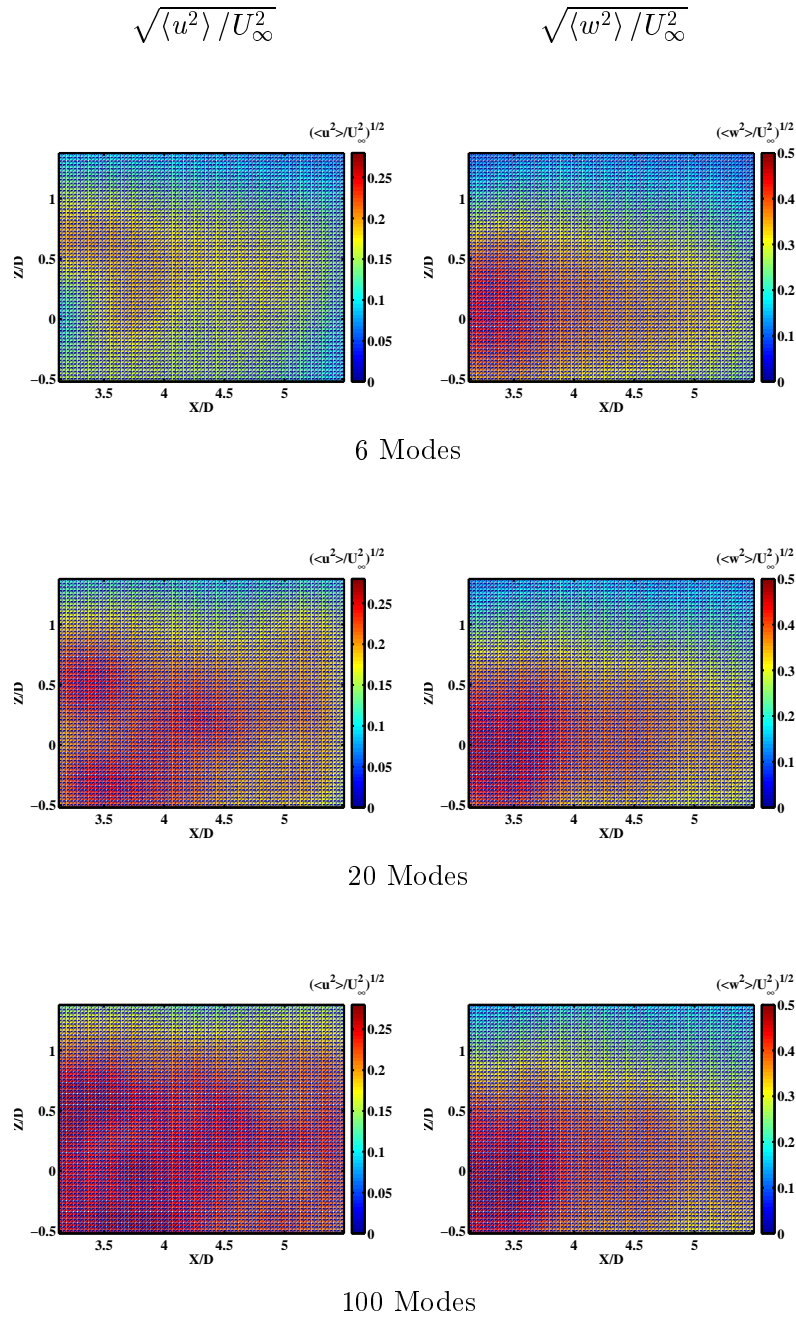


FIG. 10.7 – Cartographies des quantités  $\sqrt{\langle u^2 \rangle / U_\infty^2}$  et  $\sqrt{\langle w^2 \rangle / U_\infty^2}$  dans la zone de modélisation aval en fonction du nombre de modes dans le modèle



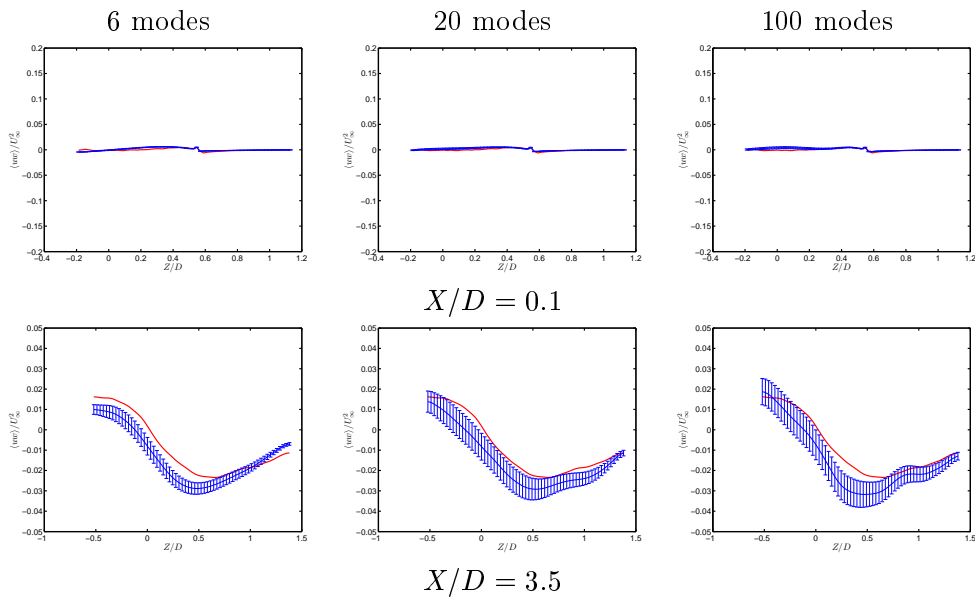


FIG. 10.8 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et modèle de reconstruction (en bleu) de  $\langle uw \rangle / U_\infty^2$  pour  $X/D = 0.1$  (en haut) et  $X/D = 3.5$  (en bas)

également par un élargissement des barres d'erreurs correspondantes.

Si d'un point de vue statistique ces modèles apportent des résultats satisfaisants, intéressons nous maintenant à l'étude des histogrammes de vitesse et aux fonctions de corrélations spatio-temporelles.

### 10.3 Histogrammes de vitesse

De chaque reconstruction a été extrait les valeurs des deux composantes de vitesse afin d'en calculer les histogrammes des fluctuations  $(U - \langle U \rangle) / U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle) / U_\infty$ . Deux exemples aux points  $(X/D = 0.7, Z/D = 0.5)$  et  $(X/D = 1.7, Z/D = 0)$  et illustrant les principaux résultats obtenus sont présentés aux Fig. 10.9 et 10.10. Sur chaque figure sont représentés les histogrammes de la composante déterministe, de la composante aléatoire ainsi que du modèle complet pour 20 et 100 modes.

Pour l'ensemble des points d'étude, les histogrammes de vitesse des deux composantes fournies par la partie aléatoire du modèle sont uniquement de type gaussien. Comme nous l'avons déjà noté dans le paragraphe précédent, l'augmentation du nombre de modes dans la partie aléatoire a pour effet un élargissement de la plage des valeurs autorisées. Il est donc possible de rencontrer des fluctuations plus élevées. Les structures bimodales des composantes observées expérimentalement se retrouvent cependant dans notre modèle. Mais d'après cette étude, la structure bimodale de l'histogramme de la fluctuation de vitesse est totalement apportée par la composante déterministe du modèle.

Nous arrivons donc à recréer les répartitions de type bimodale observées expérimentalement, mais cependant, cette répartition est beaucoup moins marquée. Le point de coordonnées  $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$  (Fig. 6.14 (b)) révélait deux valeurs privilégiées de vitesse traduisant un phénomène de battement. La composante déterministe recréant ce phénomène n'a pas assez de poids dans notre reconstruction pour apporter au modèle une répartition des vitesses telle que celle observée : la composante aléatoire ajoutée fait perdre

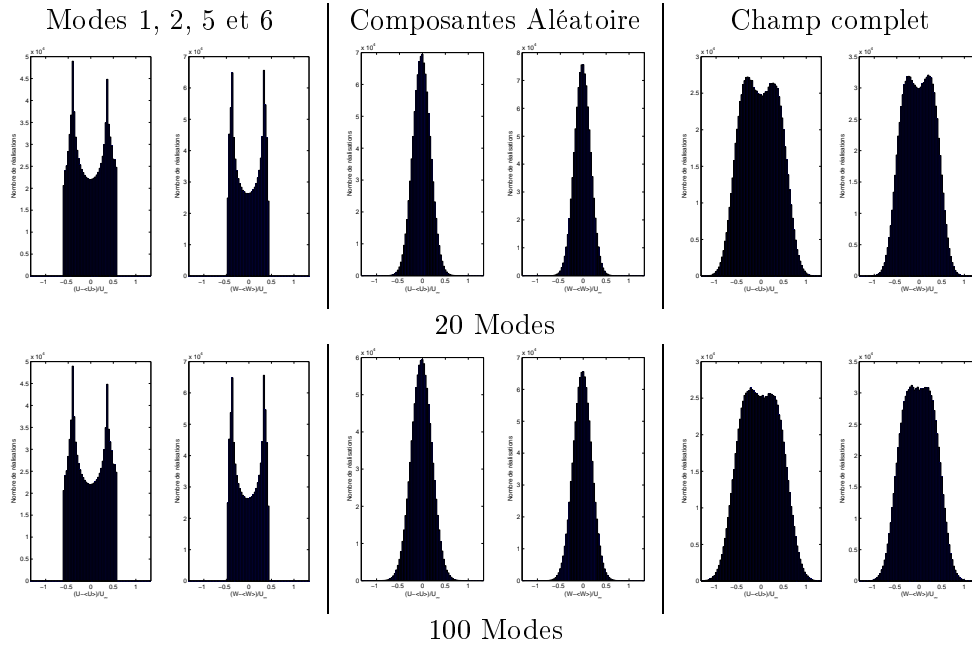


FIG. 10.9 – Histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  au point  $(X/D = 0.7, Z/D = 0.5)$  pour la partie déterministe, la partie aléatoire et un modèle intégrant 20 modes ou 100 modes

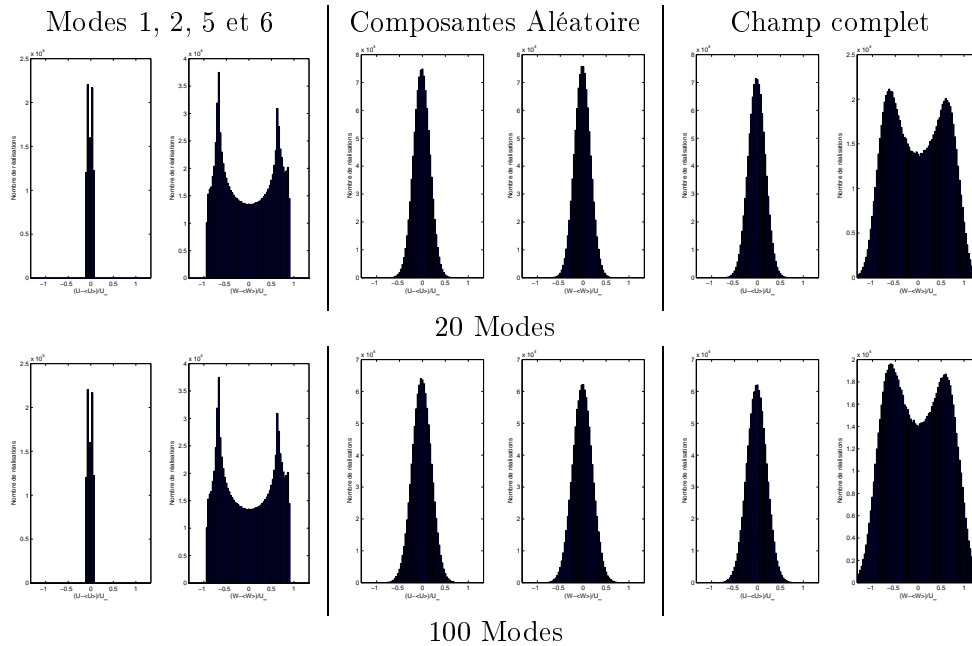


FIG. 10.10 – Histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  au point  $(X/D = 1.7, Z/D = 0)$  pour la partie déterministe, la partie aléatoire et un modèle intégrant 20 modes ou 100 modes

cette information.

Considérons la reconstruction de la partie déterministe en un point du maillage. Chaque composante de la vitesse en ce point est en fait une combinaison linéaire des variations des coefficients  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_5$  et  $a_6$  (les modes ne sont pas fonction du temps). Si on ne considère qu'une seule composante de vitesse, on peut l'écrire comme suit :

$$\begin{aligned}
 U(t) &= \phi_1 \cos(\omega t + \xi_1) + \phi_2 \sin(\omega t + \xi_1) + \phi_5 \cos(2\omega t + \xi_2) + \phi_6 \sin(2\omega t + \xi_2) \\
 &= \sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} \left( \frac{\phi_1}{\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2}} \cos(\omega t + \xi_1) + \frac{\phi_2}{\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2}} \sin(\omega t + \xi_1) \right) \\
 &\quad + \sqrt{\phi_5^2 + \phi_6^2} \left( \frac{\phi_5}{\sqrt{\phi_5^2 + \phi_6^2}} \cos(2\omega t + \xi_2) + \frac{\phi_6}{\sqrt{\phi_5^2 + \phi_6^2}} \sin(2\omega t + \xi_2) \right) \\
 &= \alpha \cos(\omega t + \xi_1 - \psi_1) + \beta \cos(2\omega t + \xi_2 - \psi_2) \\
 &= \alpha \cos(\varphi + \xi_1 - \psi_1) + \beta \cos(2\varphi + \xi_2 - \psi_2)
 \end{aligned} \tag{10.1}$$

en notant  $\varphi = \omega t$ ,  $\xi_1$  et  $\xi_2$  les déphasages respectifs des deux paires de modes considérées, soit encore un déphasage entre les deux mécanismes représentés par les paires de mode. Les déphasages représentés par  $\psi_1$  et  $\psi_2$  sont quant à eux fixés dans le modèle choisi. L'observation des coefficients des décompositions en modes propres à notre disposition révèle que les deux déphasages  $\xi_1$  et  $\xi_2$  sont soumis à une fluctuation au cours du temps : les mécanismes représentés par ces modes sont perturbés par l'ensemble des autres phénomènes de l'écoulement.

Nous cherchons à observer l'importance de la fluctuation entre le déphasage du mouvement principal et celui du mouvement de la première harmonique. Pour cela, nous calculons la distribution de la composante de vitesse  $U$  en un point ( $X/D = 0.7$ ,  $Z/D = 0.5$ ) en supposant que la phase  $\varphi$  est une variable aléatoire uniformément répartie sur l'intervalle  $[-\pi, \pi]$ . Dans un premier temps, nous n'utilisons qu'un couple de déphasage  $\xi_1$  et  $\xi_2$  issu de l'expérience, (Fig. 10.11 (a)), puis dans une seconde modélisation, nous effectuons les statistiques en tenant compte de différentes combinaisons possibles des phases  $\xi_1$  et  $\xi_2$  relevées expérimentalement (Fig. 10.11 (b)). L'utilisation d'une valeur fixe de déphasage entre les paires de mode (Fig. 10.11 (a)) permet de créer la structure de type bimodale, mais on peut qualifier la distribution de vitesse obtenue d'asymptotique. En autorisant la variation conjointe de  $\xi_1$  et  $\xi_2$  (données expérimentales), on obtient une répartition toujours de type bimodale, mais de variation plus complexe. L'utilisation de multiples conditions initiales dans la reconstruction proposée pour la modélisation, permet d'explorer de différentes conditions qui sont toutes physiquement possibles. Même si nous ne connaissons pas les fonctions régissant les fluctuations des déphasages  $\xi_1$  et  $\xi_2$ , nous introduisons tout de même par l'utilisation de conditions expérimentales multiple l'idée que ce déphasage n'est pas constant. Nous ne possédons pas suffisamment d'échantillons expérimentaux pour reproduire de manière correcte la répartition de la composante de vitesse apportée par les quatre modes de la partie déterministe, et qui nous permettrait de valider ce choix sur la dépendance des déphasages  $\xi_1$  et  $\xi_2$ .

## 10.4 Echelles temporelles des premiers coefficients

Avec la définition donnée équation 9.11, il est possible de calculer la fonction de corrélation correspondante pour les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  :

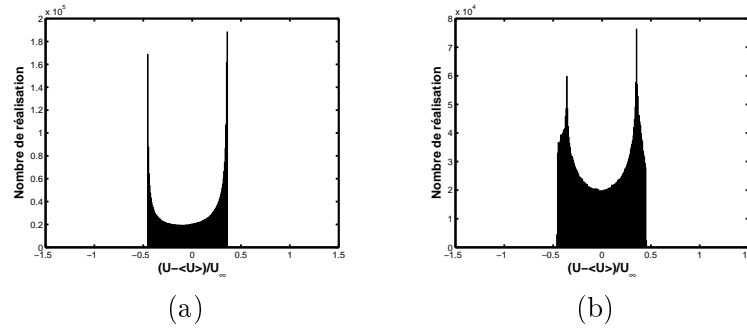


FIG. 10.11 – Evolution de la distribution de la composante de vitesse au point  $(X/D = 0.7, Z/D = 0.5)$  en fixant les déphasage des modes (a) ou en les laissant fluctuer (b)

$$\begin{aligned}
 C_{a_{1m}}(\tau) &= \frac{1}{T} \int_0^T a_1(t) a_1(t + \tau) dt \\
 &= \frac{\langle r \rangle^2 \sigma_{a_1}^2}{T} \int_0^T \cos(\omega t) \cos(\omega(t + \tau)) dt \\
 &= \frac{\langle r \rangle^2 \sigma_{a_1}^2}{2} \cos(\omega \tau)
 \end{aligned} \tag{10.2}$$

De même pour le coefficient  $a_2$  tel que nous l'avons modélisé, la fonction de corrélation correspondante est :

$$C_{a_{2m}}(\tau) = \frac{\langle r \rangle^2 \sigma_{a_2}^2}{2} \cos(\omega \tau) \tag{10.3}$$

Sur la Fig. 7.15 nous avons représenté l'évolution du coefficient de corrélation mesurée expérimentalement pour les coefficients 1 et 2 dans le cadre des mesures dans la zone de décollement, ainsi que la fonction  $\cos(\omega t)$  pour une fréquence de  $260 Hz$ . Les coefficients de corrélations des paramètres  $a_1$  et  $a_2$  présentent les mêmes variations, proches d'une fonction cosinus avec la fréquence du détachement tourbillonnaire observée dans l'expérience. Cependant, l'étude de la corrélation Fig. 10.12 révèle un écart entre les valeurs mesurées et celles données par la formule 10.2. La fonction de corrélation des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  modélisés n'a pas le même niveau que la fonction de corrélation mesurée expérimentalement. Notre modélisation sous-estime cette grandeur. L'écart entre ces deux valeurs de corrélation est représenté par la courbe  $C_\epsilon = C_{a_1}(\tau) - C_{a_{1m}}(\tau)$ . Pour cette expérience, l'écart  $C_\epsilon$  entre la fonction théorique et mesurée laisse apparaître un comportement pseudopériodique : en effet, la fonction de corrélation mesurée expérimentalement possède cette propriété et la fonction modélisée est une fonction harmonique. Cependant, nous ne disposons pas d'une exploration temporelle des coefficients suffisamment longue pour approfondir ce résultat.

La différence principale entre le modèle et les données expérimentales est le fait que nous n'avons modélisé que la partie déterministe des coefficients 1 et 2. Pour une représentation en plan de  $(a_1, a_2)$ , le modèle ne donne pas la dispersion des coefficients autour du cercle de rayon  $\langle r \rangle$ . L'étape suivante pour affiner cette analyse serait de pouvoir introduire une dispersion des coefficients modélisés dans le plan  $(a_1, a_2)$ . La Fig. 10.13 montre que l'écart  $\Delta r = r_i - \langle r \rangle$  pour chaque réalisation est en partie corrélé avec les coefficients 3 et 4 pour la zone amont. On observe également une corrélation de  $\Delta r$  pour la zone aval, mais

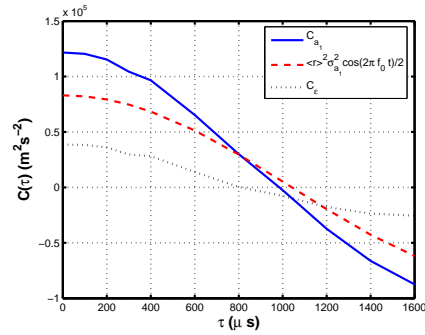


FIG. 10.12 – Corrélation  $C_{a_i(A)a_i(B)}(\tau)$  en fonction du temps  $\tau$  pour les coefficients des premiers modes  $Re = 50k$

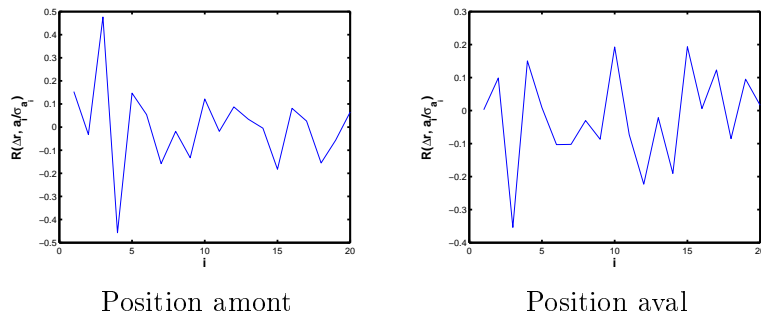


FIG. 10.13 – Coefficient de corrélation entre l'écart  $\Delta r = r_i - \langle r \rangle$  et  $a_i/\sigma_{a_i}$  pour les décompositions dans chacune des zones modélisées

TAB. 10.1 – Position des points de comparaison des coefficients de corrélation obtenus par des modèles de bas ordre avec les valeurs expérimentales PIV

Coordonnées	Description de la zone
$(X/D = 0.5, Z/D = 0.54)$	Point situé dans la zone de mélange (Zone amont)
$(X/D = 0.4, Z/D = 0)$	Point situé dans la zone de recirculation : zone de basse vitesse (Zone amont)
$(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$	Point situé dans la zone de mélange, en aval de la zone de recirculation (Zone amont)
$(X/D = 1.2, Z/D = 0)$	Point situé sur l'axe de symétrie ( $O_x$ ), en aval de la zone de recirculation (Zone amont)
$(X/D = 3.6, Z/D = 0.28)$	Point situé dans le sillage proche (Zone aval)
$(X/D = 5, Z/D = 0.28)$	Point situé dans le sillage proche (Zone aval)

uniquement avec le coefficient  $a_3$ . La dispersion semble donc être reliée aux variations des coefficients associées aux modes 3 et 4. La modélisation de la dispersion  $\Delta r$  des coefficients modélisés dans le plan  $(a_1, a_2)$  n'a pas été intégrée dans les différents modèles, mais fait partie d'une des premières évolutions majeurs nécessaires dans l'élaboration d'un modèle plus complet de l'écoulement.

## 10.5 Corrélations spatiales et spatio-temporelles

Grâce à l'utilisation de la PIV en deux temps, nous avons eu accès aux cartographies des corrélations spatiales et surtout spatio-temporelles dans les zones d'études de l'écoulement, à savoir proche du point de décollement, et plus en aval dans le sillage. Nous avons sélectionné 6 positions parmi les différents points de mesure des corrélations spatio-temporelles présentées au chapitre 6.10. Les positions repérées sont dans des zones de topologies fondamentalement différentes (Tab. 10.1). Nous avons privilégié la zone amont, car elle présente une plus grande variété de phénomènes (zone de mélange, recirculation), alors que la zone aval présente uniquement le proche sillage. En chacun de ces points de références, nous avons calculé les corrélations spatio-temporelles  $R_{\alpha\alpha}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D, \tau)$  ( $\alpha = U$  ou  $\alpha = W$ ) pour des temps  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu\text{s}$  dans le cas de modèles intégrant 6, 20 et 100 modes. A partir de ces cartographies, l'analyse a porté sur les profils  $r_X/D = 0$  ou  $r_Z/D = 0$ .

La figure 10.14 présente, en différents points des zones simulées, l'influence du nombre de modes utilisés pour les reconstructions sur les corrélations spatiales. Ces figures soulignent la convergence des coefficients de corrélation en fonction de l'ordre du modèle. Si l'on s'intéresse à la convergence des coefficients pour différentes séparations temporelles, la Fig. 10.15 illustre le fait que l'on obtient toujours une meilleure approximation en augmentant l'ordre du modèle.

Sur cette même figure, on constate également une évolution adéquate du coefficient de corrélation au cours du temps : cette modélisation permet d'obtenir non seulement l'advection des fonctions de corrélations mais également la décroissance temporelle de ces fonctions. La Fig. 10.15 permet d'observer, en fonction du nombre de modes, le déplacement selon la direction  $X/D$  du pic de corrélation spatio temporelle  $R_{UU}((X/D = 1.2, Z/D =$

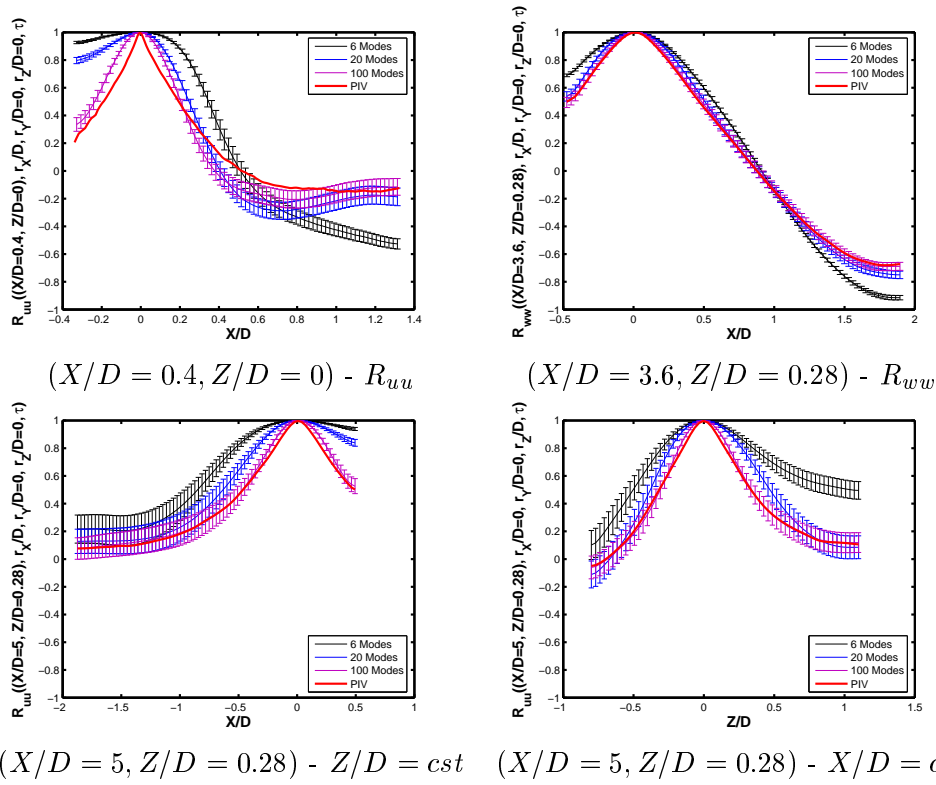


FIG. 10.14 – Exemple de profil de comparaison  $R_{\alpha\alpha}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau = 0)$  mesurée par PIV et modélisé en fonction du nombre de mode considéré -  $\tau = 0\mu s$

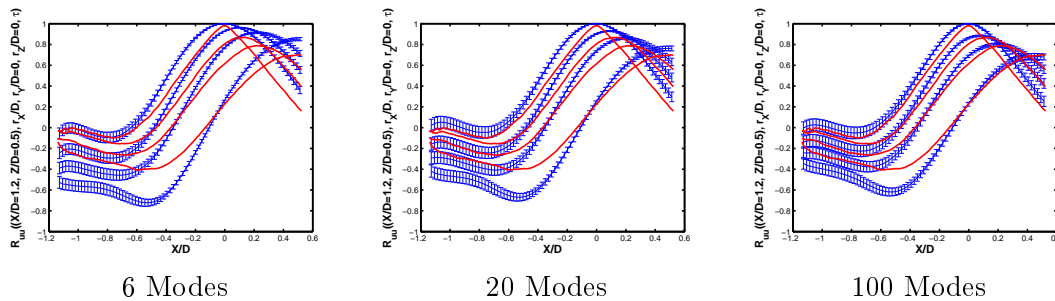


FIG. 10.15 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{UU}((X/D = 1.2, Z/D = 0.5), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$  pour différentes valeurs de  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$

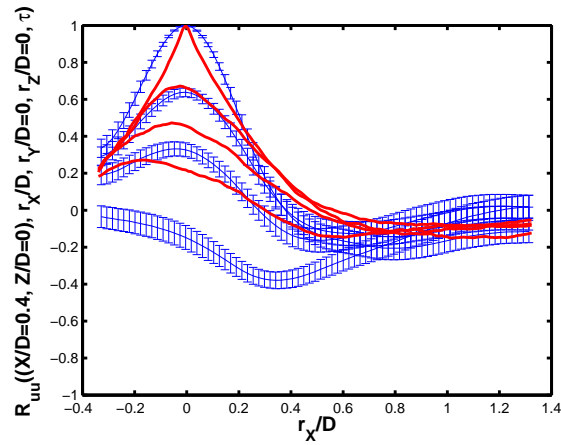


FIG. 10.16 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{UU}((X/D = 0.4, Z/D = 0), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$  pour différentes valeurs de  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$

$0.5), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  pour les 4 temps  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$  calculés dans les simulations. Dans chacun des cas, le déplacement du pic de corrélation est en accord avec les observations faites sur les mesures expérimentales.

Même si un modèle n'intégrant que 6 modes permet d'observer une décroissance de la fonction de corrélation en fonction du temps  $\tau$ , il est clair que la décroissance temporelle observée est trop lente : les modes retenus ne permettent pas une décorrélation assez rapide des signaux. Dans ce type de modèle il n'existe que deux modes apportant une partie complètement aléatoire, dont les coefficients possèdent un temps de corrélation relativement élevé. L'ajout de modes (20 et a fortiori 100) apporte, par l'adjonction de modification à petite échelle, une perte d'information au cours du temps, de manière suffisante si l'on s'en réfère aux mesures expérimentales.

Si globalement on retrouve les profils mesurés en PIV, il reste en différentes zones des comportements que nous n'avons pas pu modéliser, et ce même avec un nombre élevé de modes. Pour la zone de recirculation, au point  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$ , les décroissances temporelles des coefficients de corrélations calculés (Fig. 10.16) sont trop rapides et les valeurs obtenues pour des grands temps au delà de  $400\mu s$  ne correspondent plus aux mesures. Il convient de rappeler que dans ce cas, les vitesses de cette zone sont relativement faibles et nous nous intéressons au coefficient de corrélations qui est un paramètre adimensionné : le fait de rendre la quantité adimensionnelle peut accentuer les différences observées.

Nous nous sommes également intéressés à l'étude des coefficients de corrélations  $R_{u''u''}$  et  $R_{w''w''}$  en n'intégrant pas dans le modèle les modes déterministes. Ces résultats ont été comparés aux mesures expérimentales filtrées (Fig. 10.17).

Encore une fois il apparaît logiquement que l'augmentation de l'ordre du modèle apporte une meilleure précision concernant les niveaux calculés des corrélations.

Cependant, on constate, Fig.10.18, que dans le cas des simulations, l'advection du maximum de la fonction de corrélation dans la direction aval est bien inférieure à celle observée sur les mesures expérimentales filtrées. Dans notre type de modélisation, l'essentiel du



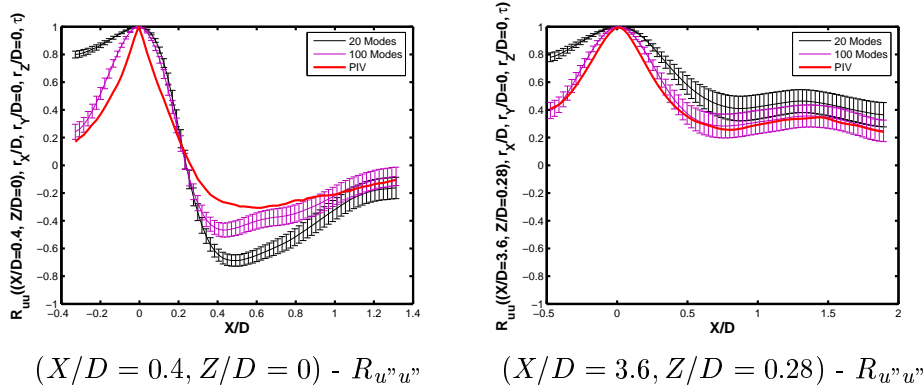


FIG. 10.17 – Exemple de profil de comparaison  $R_{U''U''}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau = 0)$  obtenue par PIV filtrée et modélisée en fonction du nombre de mode considéré -  $\tau = 0\mu s$

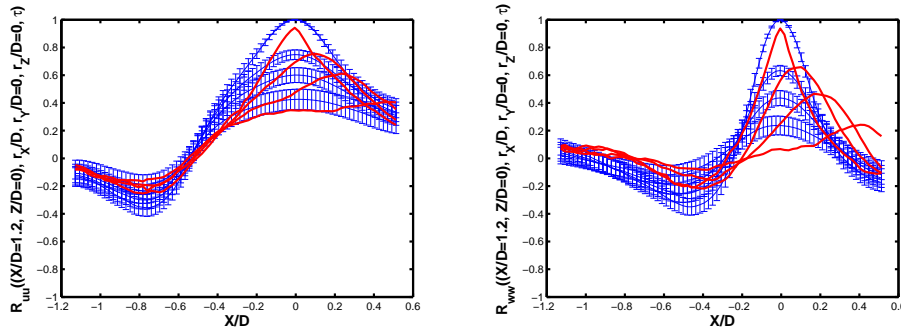


FIG. 10.18 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{\alpha\alpha}((X/D = 1.2, Z/D = 0), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de mode considéré modes POD au point  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$  pour différentes valeurs de  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$

transport de  $R_{u''u''}$  et  $R_{w''w''}$  est assuré par la partie déterministe. Le mouvement convectif créé par les paires de modes est le mécanisme principal à grande échelle.

Contrairement à ce qui se passe avec nos modèles, le mouvement d'advection des structures vers l'aval n'est pas simplement porté par les quatre modes identifiés, il existe de nombreux modes autorisant un déplacement de structures dans la direction aval. Dans l'état actuel, notre modèle n'est pas apte à créer et reproduire un mécanisme de transport adéquat avec uniquement les modes considérés comme non déterministes selon notre approche.

Globalement, l'ensemble des résultats nous amène à conclure que l'élaboration de modèle relativement simple en recréant l'instationnarité que l'on superpose à une partie aléatoire permet d'obtenir de manière convenable l'ensemble des propriétés statistiques. De façon évidente, une augmentation de l'ordre du modèle contribue à une augmentation de la précision des résultats. Les quantités obtenues par le modèle dans des zones complexes sont généralement moins précises : il est nécessaire pour de telles zones d'améliorer la formulation du modèle. Il existe plusieurs paramètres qui peuvent mettre en défaut le modèle :

- La modélisation utilisée dans ce travail présente une certaine "rigidité" : nous n'avons pas autorisé d'écart de coefficients des modes déterministes du cercle de rayon  $\langle r \rangle$ ,

alors que le graphique 10.13 permet de penser qu'il existe un lien entre les deux premiers modes et les modes 3 et 4.

- Une partie des différences observées s'explique par le fait que nous avons recréé un modèle bidimensionnel d'un écoulement tridimensionnel. On est en droit de se demander quelle est l'influence du manque d'information due à l'absence de la troisième composante de vitesse. Les techniques expérimentales mises en oeuvre ne sont pas en mesure de fournir la composante manquante du champ de vitesse, ni de déterminer la topologie tridimensionnelle de l'écoulement.
- Les zones modélisées mettent en jeu des mécanismes radicalement différents selon la taille et la zone considérée. Une modification soit de la taille de la zone, soit de la position d'étude peut modifier sensiblement la décomposition en mode propre. Ainsi, des modes présentant des mécanismes très précis (recirculation, battement...) peuvent voir leur ordonnancement énergétique modifié, puisque celui-ci est basé sur une analyse globale de l'énergie sur l'ensemble du domaine.

Pour une meilleure analyse, il serait éventuellement intéressant d'appliquer des techniques de POD étendue ((MAUREL *et al* (2001)), (BORÉE *et al* (2002)), (BORÉE (2003))), afin de pouvoir effectuer une analyse ciblée sur les mécanismes recherchés.

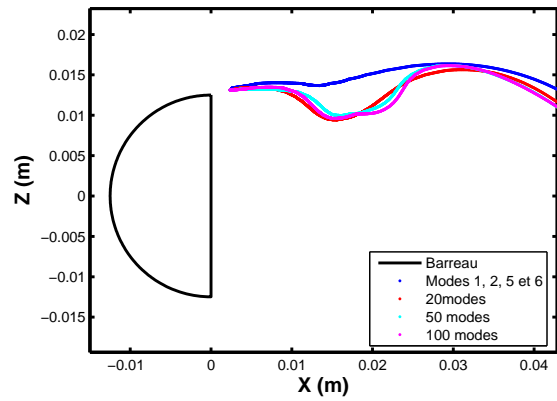
## 10.6 Application au lâcher de particule fluide

Nous allons, avant de conclure, présenter une application rapide du modèle ainsi obtenu. Nous avons modélisé le lâcher d'une particule fluide, donc sans masse, dans l'écoulement au niveau du point de décollement ( $X/D = 0.1$ ,  $Z/D = 0.54$ ). Il s'agit d'illustrer sur un premier exemple le potentiel d'application de la technique de reconstruction temporelle. Les résultats présentés ici sont formels, car la composante de vitesse devrait en réalité comporter une troisième composante au plan perpendiculaire au plan de l'écoulement moyen. Afin de calculer la position de la particule, nous calculons pour chaque pas de temps le déplacement élémentaire obtenu par :

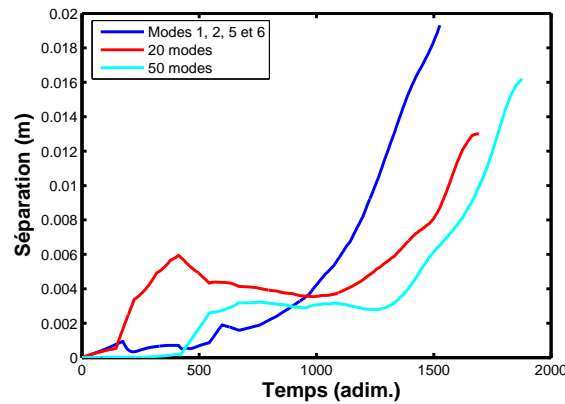
$$d\mathbf{x} = \mathbf{V} dt \quad (10.4)$$

Connaissant le pas de temps élémentaire  $dt$  de la simulation, nous calculons à chaque pas de temps le champ de vitesse par reconstruction POD, puis nous effectuons une interpolation 2D du champ de vitesse pour connaître la valeur des composantes  $\mathbf{V}$  à la position exacte de la particule fluide. Le schéma d'interpolation utilisé est de type "spline". Nous obtenons ainsi un schéma itératif permettant le calcul de la trajectoire de la particule fluide tant que celle-ci reste dans le domaine reconstruit par le modèle POD.

Nous pouvons ainsi suivre Fig. 10.19 (a) la trajectoire suivie par la particule avec des modèles de différents ordres. L'augmentation du nombre de modes a pour effet d'augmenter les modifications à petite échelle de la trajectoire de la particule : il apparaît des variations de plus en plus fines sur le trajet suivi, ce qui correspond à l'ajout de structures à plus petite échelle. La Fig. 10.19 (b) donne l'écart des positions de la particule fluide données par les différents modèles avec celui d'ordre 100 pour chaque pas de temps des calculs. On observe que la particule fluide sort du domaine d'étude plus rapidement pour les modèles intégrant la partie déterministe seule et intégrant 20 modes. La particule, dans le modèle intégrant 50 modes reste quant à elle plus longtemps dans la zone d'étude. Plus l'ordre du modèle est élevé, plus la trajectoire reste initialement proche de la trajectoire de référence. Nous observons par la suite une augmentation de la séparation, un intervalle de temps pendant lequel la séparation reste quasi constante. On constate ensuite une forte augmentation de



(a)



(b)

FIG. 10.19 – Trajectoire d’une particule fluide injectée au niveau du point de décollement ( $X/D = 0.1, Z/D = 0.54$ ) (a) et évolution de l’écart de la position de la particule fluide par rapport au modèle le plus élevé au cours du temps (b) en fonction du nombre de modes pris en compte dans le modèle

la séparation avant que la particule ne sorte du domaine.

Si on observe la trajectoire, il apparaît que la particule est initialement lâchée dans une zone de forte vitesse et peu sujette à fluctuations : les modes ne modifient guère la topologie dans cette zone. La particule passe après dans une zone de plus faible vitesse derrière le culot du cylindre : dans cette zone, la trajectoire est modifiée par les modes que l’on intègre au modèle, mais étant une zone de faible vitesse, la séparation augmente peu. Dans le modèle n’intégrant que la partie déterministe, la particule n’entre pas dans cette zone de faible vitesse et est directement convectée vers l’aval. En fonction des modes utilisés, la particule sort plus ou moins vite de cette zone de recirculation de faible vitesse pour être convectée vers l’aval : ceci justifie la soudaine et importante augmentation de la séparation.

# Chapitre 11

## Conclusions et perspectives

### 11.1 Conclusion et discussion

Ce travail de recherche a permis de faire à la fois l'analyse expérimentale d'un écoulement instationnaire mais présentant une composante déterministe fortement marquée. Il a aussi été l'occasion de fournir une modélisation complète de l'écoulement de référence. Notre travail d'analyse s'est dans un premier temps porté sur une caractérisation précise de notre cas-test, afin d'en extraire à la fois les informations nécessaires à l'élaboration d'un modèle adapté, mais également à la mesure de quantité permettant de vérifier les reconstructions données par la modélisation que nous avons entreprise. Nous avons accordé beaucoup d'attention sur l'étude expérimentale du cas de référence, afin de disposer de bases solides pour les analyses ultérieures. L'étude expérimentale a été l'occasion au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de développer un protocole permettant la mesure des cartographies des corrélations spatio-temporelles : il était nécessaire de valider les résultats fournis avec des méthodes plus classiques et éprouvées. Cet outil de mesure s'est révélé très efficace, et nous a permis d'accéder à l'étude des fonctions de corrélations dans des écoulements déjà fortement turbulents.

L'étude expérimentale présentée dans la deuxième partie a permis de faire une étude des différentes propriétés statistiques et des principaux mécanismes de l'écoulement. La détermination de ces mécanismes a été possible grâce à l'application de la décomposition orthogonale en modes propres sur les données enregistrées.

L'analyse POD des données expérimentales apparaît finalement beaucoup plus complexe que celles que l'on peut observer dans la littérature des différentes simulations numériques. Cependant, même s'il n'a pas été possible d'identifier le rôle des différentes composantes de la base modale calculée dans nos expériences, nous avons pu expliciter les actions des principaux modes et observer, comme le prédisent différentes simulations dans des cas à faible nombre de Reynolds, le mécanisme principal de convection des structures, ainsi que les premières harmoniques correspondantes.

En outre, l'étude des coefficients POD a permis de développer un paramètre  $\varphi_{POD}$  régissant l'écoulement qui explicite la relation entre chaque coefficient, sans disposer pour autant de mesures résolues dans le temps. L'observation de ce paramètre sur l'ensemble des champs de vitesse donne la possibilité d'effectuer une étude de phase de l'écoulement, sans pour autant disposer d'un dispositif de déclenchement au sein du montage expérimentale. Une comparaison des statistiques fournies par cette méthode avec des mesures synchronisées avec le signal de pression pariétale offre de bons résultats pour les champs

moyens, mais présente des différences pour les moments d'ordre supérieur. Ces variations proviennent de la nature radicalement différente des paramètres utilisés pour définir la phase correspondante aux événements enregistrés.

L'identification dans la décomposition de modes pouvant apporter une description du mouvement déterministe à grande échelle, nous a permis d'élaborer un schéma de reconstruction de l'instationnarité observée au culot du cylindre tronqué. L'intérêt de la POD apparaît alors pleinement dans la modélisation des écoulements : cette décomposition permet de découpler le problème spatial et temporel. La structure spatiale de l'écoulement étant imposée, il ne reste qu'à modéliser l'évolution temporelle. En contre partie de ce découplage, toute reconstruction n'intégrant pas l'ensemble des modes ne permet pas d'obtenir l'ensemble de l'énergie initialement considérée et donc cette reconstruction reste approximative.

Afin d'obtenir un modèle plus physique, il était alors nécessaire d'introduire un caractère aléatoire dans le modèle. Nous avons alors considéré que les données des mouvements à plus petite échelle étaient contenues dans les modes d'ordre supérieur de la décomposition POD. L'avantage de ce choix est que, même si nous n'intégrons toujours pas suffisamment de modes pour reconstruire le champ nous retenons tout de même les modes possédant les mécanismes mettant en jeu le plus d'énergie dans l'écoulement. L'analyse des coefficients associés à ces modes nous a conduit de chercher une évolution de type stochastique de ces paramètres. Ainsi nous avons obtenu des modèles de bas ordre dont nous avons confronté les résultats avec les mesures expérimentales. Nous avons réalisé des simulations avec des modèles de différents ordres. Les résultats obtenus, aussi bien d'un point de vue statistique que dynamique sont très satisfaisants, et en bon accord avec les expériences. Il convient de faire attention tout de même au nombre de modes pris en compte afin de ne pas trop simplifier le modèle.

Telle qu'est définie la POD, il n'est pas possible de remplacer cette combinaison linéaire de modes, variant de façon aléatoire, par une fonction unique dépendant à la fois du temps et de l'espace correspondant à un bruit gaussien : chaque mode pondère les fonctions temporelles aléatoires des coefficients.

Nous avons cherché dans cette analyse à fournir un modèle relativement simple de l'écoulement. Malgré une approche qui peut paraître simpliste, les résultats obtenus sont très encourageants pour l'élaboration de modèles plus raffinés.

Dans l'amélioration du modèle proposé, il ne nous paraît pas nécessaire de chercher à introduire les modes d'ordre supérieurs, car la correction ainsi apportée aurait moins d'importance que celle donnée par une amélioration de la description des coefficients associés aux modes dits déterministes. On peut noter également que pour les modes très élevés, la structure spatiale de ces modes n'a plus réellement de sens du fait de la limite de la résolution spatiale de la PIV ; pour ces termes, il est possible que l'ajout d'un signal aléatoire, non pondéré par des modes soit suffisamment représentatif de leur action.

Il convient plus de travailler sur une modélisation fidèle des coefficients des modes principaux. En effet, nous les avons forcés à suivre une évolution purement déterministe, alors qu'une première analyse semble montrer l'existence d'une relation entre la fluctuation de rayon des coefficients dans le plan  $(a_1, a_2)$  et les coefficients 3 et 4 pour nos expériences.

Nous avons également basé notre choix de coefficients de la partie déterministe par l'observation des coefficients. Une approche par d'autres méthodes d'investigation, beaucoup plus coûteuses telles que les réseaux de neurones (SMITH *et al* (2002)), pourraient vraisemblablement fournir une description plus fidèle des variations des coefficients. Sans changer pour

autant le type de méthode de modélisation des coefficients, nous avons choisi un modèle aléatoire ne tenant compte que d'une échelle de temps. Il existe dans la littérature d'autres modèles tenant compte des différentes échelles, cependant, nous n'avons accès grâce à la PIV qu'à la donnée de l'échelle la plus grande, l'échelle intégrale. On peut se demander si les données supplémentaires ainsi obtenues contribueraient à l'amélioration du modèle.

L'étude expérimentale a permis à la fois d'établir une base de données permettant le calcul de la base modale régissant le domaine d'étude, mais également d'obtenir toutes les informations statistiques nécessaires à l'établissement d'un modèle de type stochastique, avec un terme de mémoire et une composante aléatoire. La mise en oeuvre des différents moyens expérimentaux a donc donné après analyse un modèle de l'écoulement dans des zones complexes, et ce, à de forts nombres de Reynolds (de l'ordre de  $Re = 50000$ ). Cependant, les informations obtenues ne sont que des coupes bidimensionnelles d'un écoulement qui, lui, est tridimensionnel, même si la géométrie limite ces effets. Afin d'effectuer des analyses plus fines de la structure de l'écoulement, il serait nécessaire de connaître la troisième composante de vitesse (PIV Stéréoscopique), ou encore mieux d'obtenir la topologie tridimensionnelle des modes dans les zones explorées (par PIV multiplan (BRAUD *et al* (2004)) ou par des méthodes holographiques).

Nous nous sommes souvent reporté aux décompositions obtenues dans le cadre de simulations numériques directes d'écoulements à faible nombre de Reynolds. L'intérêt pour nous était de comprendre des mécanismes qui apparaissaient non perturbés par des conditions expérimentales, dans un schéma que l'on peut considérer, du point de vue d'un expérimentateur, d'asymptotique. L'élaboration d'un tel modèle pour les différentes DNS observées dans la littérature semble beaucoup plus aisée car aux vues des variations des différents coefficients qui est de type lissajou, il semble que ceux-ci soient tous dépendant du paramètre de phase défini par les deux premiers coefficients. Une fois la base modale établie, la donnée de n'importe quel champ instantané est relativement aisée.

## 11.2 Perspectives

Ces travaux ouvrent la voie à l'établissement de modèles numériques simples dans des géométries complexes, ou à des nombres de Reynolds élevés par une analyse expérimentale préalable. La seule condition nécessaire à l'établissement d'un tel modèle est de disposer d'un ensemble de champs instantanés de vitesse suffisamment important pour en définir de manière précise une base modale et les différentes propriétés statistiques qui seront par la suite utilisées.

Il est toutefois nécessaire de procéder encore à de nombreuses vérifications qui font parties des perspectives de ce travail. Concernant ce modèle, il serait intéressant de continuer l'étude des trajectoires de particules (fluides ou non) injectées dans le modèle, et de comparer les statistiques obtenues avec une expérience de lâché de scalaire passif (traceur) dans l'écoulement.

Un autre point important serait de vérifier la robustesse du modèle numérique lorsque l'on fait varier la vitesse - donc la fréquence du détachement tourbillonnaire - dans le modèle, et de donner la gamme de validité d'un tel modèle. En effet, selon les régimes, les mécanismes élémentaires présents dans l'écoulement sont susceptibles de se modifier, ce qui correspond à une modification de la base modale de référence.

Notre analyse a révélé l'existence d'une dépendance entre le coefficient  $a_3$  et les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  que nous n'avons pas reportées dans le modèle. Une première amélioration serait

dans un premier temps de fait apparaître cette relation dans le modèle initial. Dans un second temps il serait également intéressant de chercher d'autres manières de construire l'évolution temporelle des coefficients, par des techniques totalement différentes.

L'étude et la modélisation ont été faites pour un cas test qui, en définitive, est très académique. L'application de modèles de bas ordre est destiné le plus souvent à une optimisation de l'écoulement dans des configurations complexes (profils NACA, cavités). Il serait intéressant de voir si ce modèle s'adapte à ce type de configuration, dans les cas où il existe une composante déterministe relativement marquée, qui reste la condition nécessaire à l'élaboration d'un tel modèle.

## Quatrième partie

### Annexes





## Annexe A

# Système de synchronisation des lasers pour la PIV en deux temps

L'obtention de mesures en deux temps passe par la synchronisation de deux systèmes PIV standards. Les signaux de déclenchements sont pilotés uniquement pour le premier système, comme pour une mesure PIV classique. La deuxième mesure est conditionnée par la première, en récupérant les signaux que l'on retarde grâce à un montage électronique adéquat.

L'ensemble des composants du premier système PIV enregistrant un champ de vitesse (2 cavités laser, caméra et obturateur) est géré de façon classique par le système de synchronisation. La synchronisation du deuxième système d'illumination est créée à partir du premier signal FlashLamp (FL). A partir de cet instant, il est possible de calculer tout les délais nécessaires à une synchronisation afin d'obtenir une mesure PIV (cavités laser, caméras, obturateurs...). Les signaux sont générés grâce à des lignes à retard (Quantel). Le schéma de connexion des différents appareils ainsi qu'une photographie du montage expérimental sont présentés Fig. A.1.

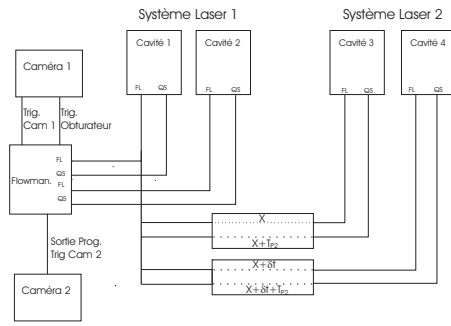
Il n'est pas nécessaire avec ce type de montage d'utiliser des caractéristiques identiques pour chacun des deux systèmes d'illumination. Les deux lasers peuvent être réglés pour fournir des puissances lumineuses différentes en jouant sur la position temporelle du signal Qswitch (QS), déclenchant l'impulsion laser, par rapport au signal FlashLamp (FL), générant le pompage optique dans les cavités lasers. Le réglage du premier système s'effectue par le logiciel, et celui du deuxième système par la modification du retard introduit dans le signal logique. Que ce soit pour le premier ou le deuxième système PIV, l'intervalle de temps entre chaque image est de  $\delta t$ .

### Calcul du délai $X$ avant déclenchement de la deuxième mesure PIV :

Notons  $T_{P1}$  et  $T_{P2}$  les temps respectifs entre les signaux QS et FL pour chaque système d'illumination. Ce temps permet de faire varier la puissance de l'impulsion générée par les cavités lasers. Si on note  $\tau$  le temps entre les deux enregistrements PIV, le deuxième système d'illumination doit être déclenché au temps  $X$  :

$$X = T_{P1} + \tau - T_{P2} \quad (\text{A.1})$$

Les délais introduits pour chacun des signaux par les lignes à retard sont reportés dans le Tab. A.1. Un chronogramme de l'ensemble des signaux TTL permettant une mesure PIV2T est présenté sur la Fig. A.2. Grâce à cette figure, on observe l'intérêt d'utiliser un



(a)



(b)

FIG. A.1 – Schéma du montage expérimental de mesure en deux temps(a) et photographie du système (b)

obturateur supplémentaire sur la première caméra. En effet, à cause du temps d'ouverture très long ( $> 120ms$ ) de la seconde trame des caméras utilisées, les images des particules issues des lasers du second système d'illumination seraient enregistrées sur la deuxième trame de la première caméra.

TAB. A.1 – Retard du signal FlashLamp de la première cavité pour le deuxième système PIV asservi

FlashLamp Cavité 1	$X = T_{P1} + \tau - T_{P2}$
FlashLamp Cavité 2	$X + \delta t$
QSwitch Cavité 1	$X + T_{P2}$
QSwitch Cavité 2	$X + T_{P2} + \delta t$
Trig. Caméra 2	$T_{P1} + \tau - \epsilon, \epsilon \in [-5.5, -1]$

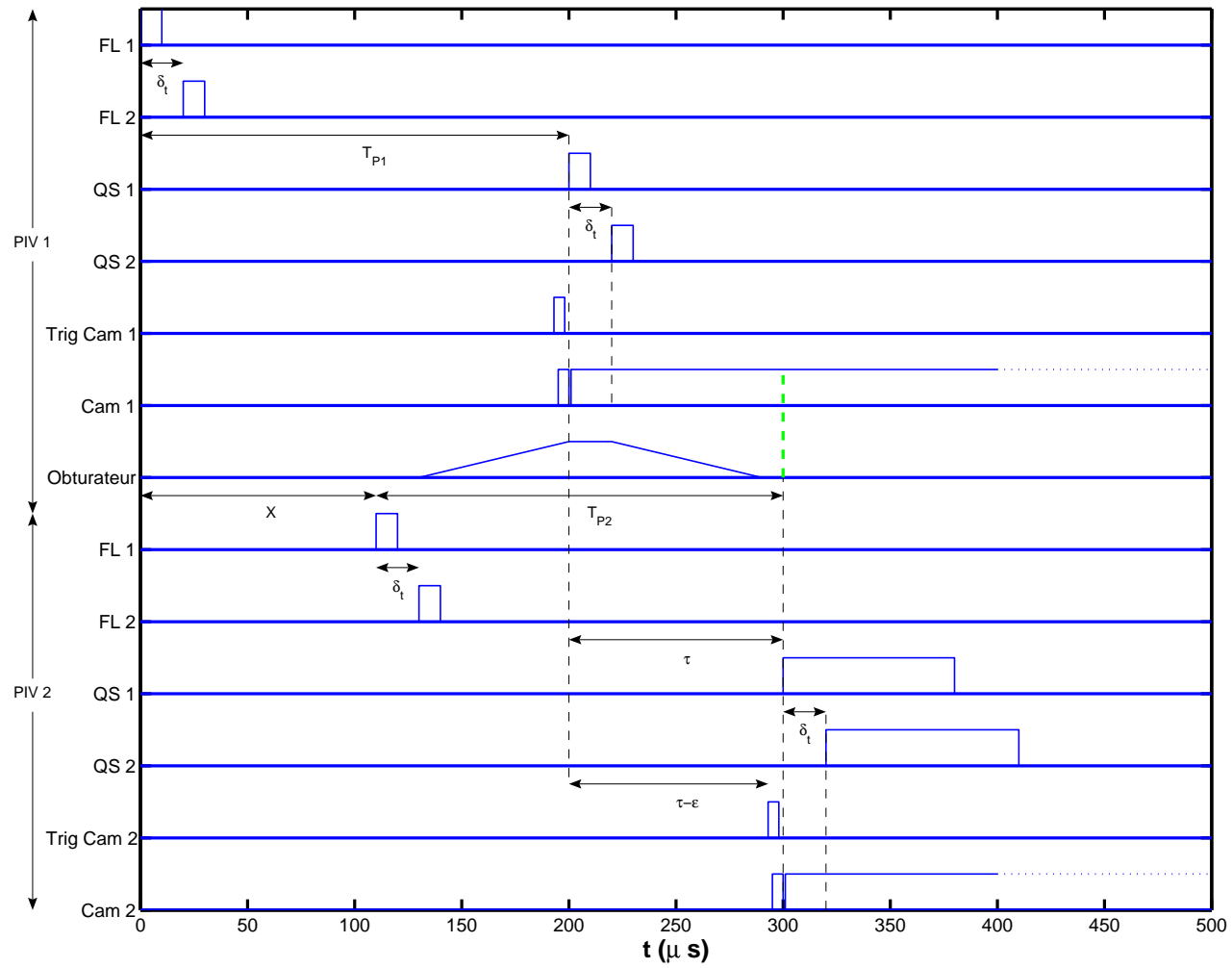


FIG. A.2 – Chronogramme de l'ensemble des signaux générés pour la synchronisation de deux systèmes PIV standards en PIV 2T



## Annexe B

# Détermination des paramètres du modèle stochastique

Calcul des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  dans le modèle de marche aléatoire en fonction des paramètres  $\sigma_{a_k}$  et  $T_{a_k}$ . Nous avons établi la relation de récurrence suivante :

$$a_k(n+1) = \alpha a_k(n) + \beta \xi_{n+1} \quad (\text{B.1})$$

or

$$\forall n, \overline{a_k(n)^2} = \sigma_{a_k}^2 \quad (\text{B.2})$$

donc

$$(B.1)^2 \Rightarrow \underbrace{\overline{a_k(n+1)^2}}_{\sigma_{a_k}^2} = \alpha^2 \underbrace{\overline{a_k(n)^2}}_{\sigma_{a_k}^2} + \beta^2 \underbrace{\overline{\xi_{n+1}^2}}_1 + 2\alpha\beta \underbrace{\overline{a_k(n)\xi_{n+1}}}_0 \quad (\text{B.3})$$

$$\Rightarrow \beta = \sigma_{a_k} \sqrt{1 - \alpha^2} \quad (\text{B.4})$$

Nous avons également la relation

$$\sum_{p=0}^{\infty} \frac{a_k(n)a_k(n+p)}{\sigma_{a_k}^2} \Delta t = T_{a_k} \quad (\text{B.5})$$

or

$$\overline{a_k(n)a_k(n+1)} = \alpha \underbrace{\overline{a_k(n)^2}}_{\sigma_{a_k}^2} + \beta \underbrace{\overline{a_k(n)\xi_{n+1}}}_0 \quad (\text{B.6})$$

de même, on a

$$\overline{a_k(n)a_k(n+2)} = \alpha \underbrace{\overline{a_k(n)a_k(n+1)}}_{\sigma_{a_k}^2} + \beta \underbrace{\overline{a_k(n)\xi_{n+2}}}_0 \quad (\text{B.7})$$

$$= \alpha^2 \sigma_{a_k}^2 \quad (\text{B.8})$$

En généralisant, on arrive à :

$$\overline{a_k(n)a_k(n+p)} = \alpha^p \sigma_{a_k}^2 \quad (\text{B.9})$$

On en déduit que :

$$\sum_{p=0}^{\infty} \frac{a_k(n)a_k(n+p)}{\sigma_{a_k}^2} \Delta t = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\alpha^p \sigma_{a_k}^2}{\sigma_{a_k}^2} \Delta t = \frac{\Delta t}{1-\alpha} \quad (\text{B.10})$$

$$= T_{a_k} \quad (\text{B.11})$$

Il en ressort donc :

$$\alpha = 1 - \frac{\Delta t}{T_{a_k}} \quad (\text{B.12})$$

A partir des équations B.4 et B.12, on arrive à :

$$\begin{cases} \alpha = 1 - \frac{\Delta t}{T_{a_k}} \\ \beta = \sigma_{a_k} \sqrt{\frac{2\Delta t}{T_{a_k}} \left(1 - \frac{\Delta t}{2T_{a_k}}\right)} \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

## Annexe C

# Moments d'ordre 1 et 2 en différents profils du modèle de faible ordre

La validation des données fournies par les modèles de bas ordre est effectuée grâce à une comparaison des valeurs calculées avec celles des mesures expérimentales PIV selon des profils extraits de chacune des zones. Au delà des différentes études présentées au paragraphe 10.2, des comparaisons ont été menées de manière plus systématique selon différents profils. Pour la zone située au niveau du point de décollement, les positions des profils sont :  $X/D = 0.1, 0.5, 1, 1.5$  et dans le proche sillage, les positions retenues sont  $X/D = 3.5, 4, 4.5, 5$ .

Chaque graphique présente pour une quantité donnée la valeur relevée lors de l'expérience avec les mesures PIV (en rouge), et la valeur moyenne observée pour le modèle. Les barres d'erreur sont représentatives de l'écart type des valeurs rencontrées dans les 4000 modélisations effectuées.

L'augmentation du rang du modèle affecte peu les statistiques des valeurs moyennes pour l'ensemble des profils extraits des simulations. L'effet de l'ajout d'information dans la modélisation se ressent essentiellement sur les calculs des écarts types. Les modèles de plus faibles ordres sous estiment les valeurs réelles observées expérimentalement. Seul un modèle d'ordre 100 reproduit de manière adéquat les niveaux. Cependant, même un modèle plus complexe est mis en défaut pour les tout premiers profils ( $X/D < 0.5$ ). Ceci signifie que les modes intégrés dans les différents modèles ne correspondent pas au mécanisme apportant le niveau de fluctuation mesuré par PIV. On retrouve la nécessité d'utiliser une POD adaptée au mécanisme de chaque zone de l'écoulement (en s'éloignant alors de l'idée d'un modèle général et unique).

Il apparaît également que quel que soit le profil et le modèle utilisé, la composante  $\sqrt{\langle uw \rangle} / U_\infty^2$  est bien reproduite.



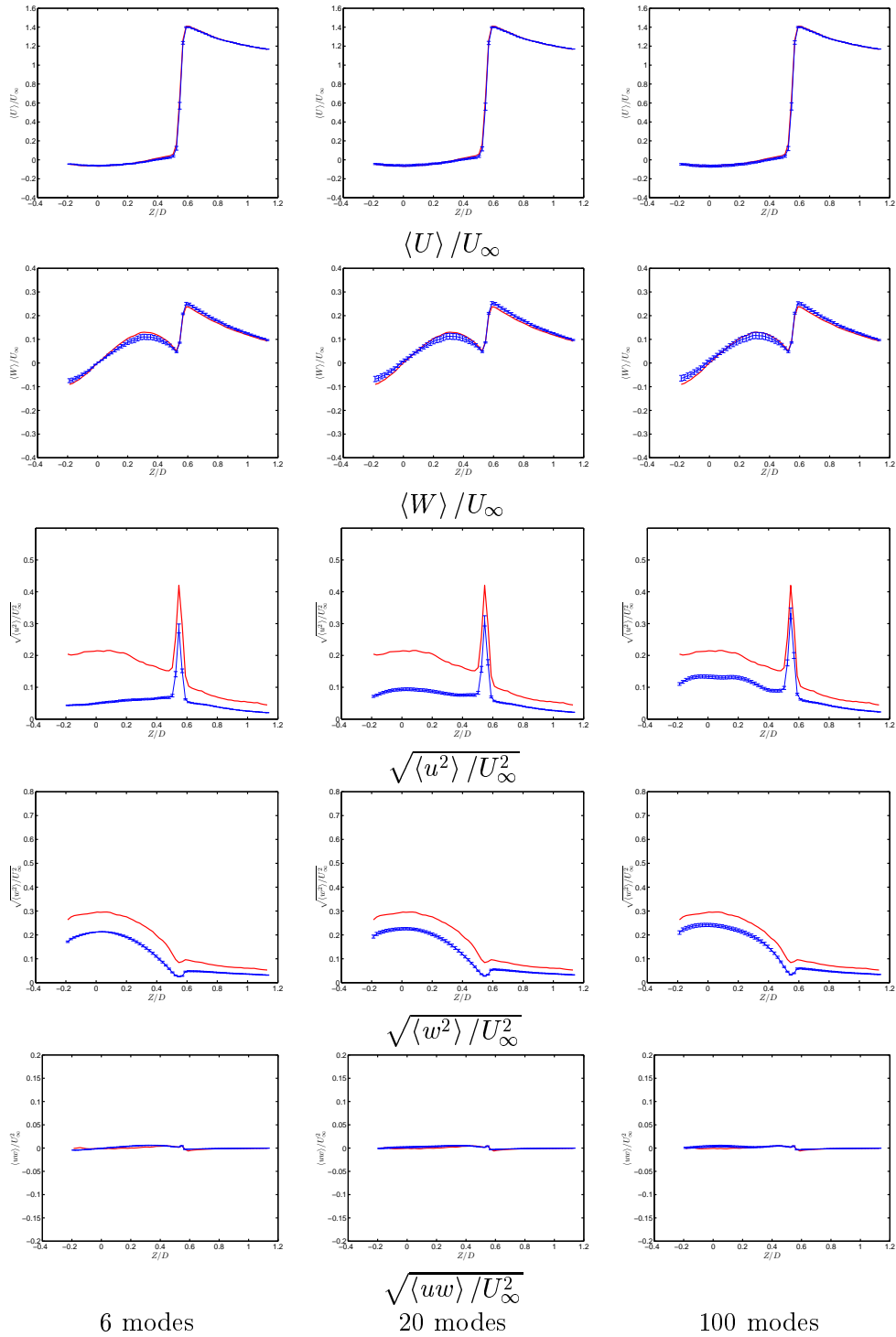


FIG. C.1 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 0.1$

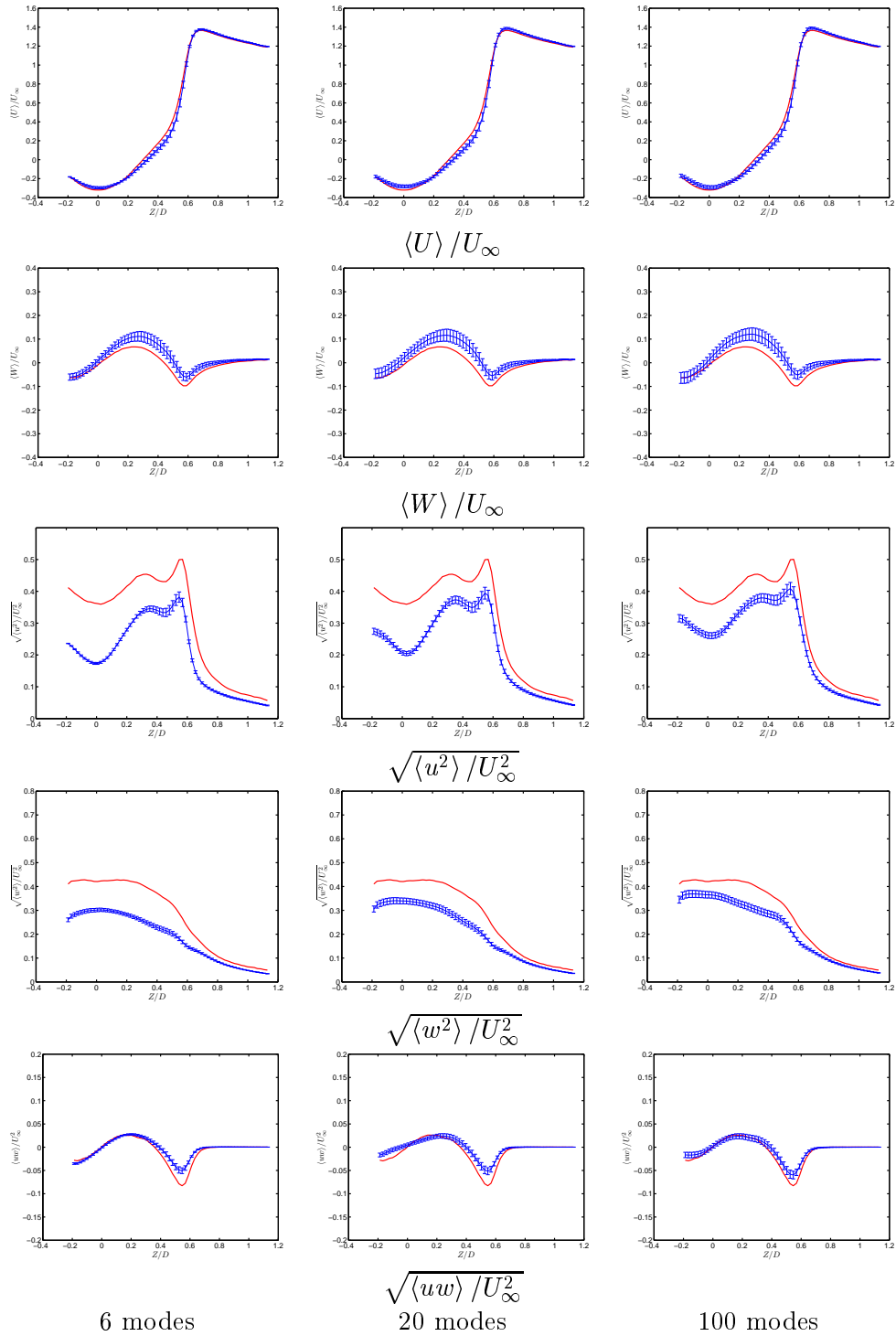


FIG. C.2 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 0.5$

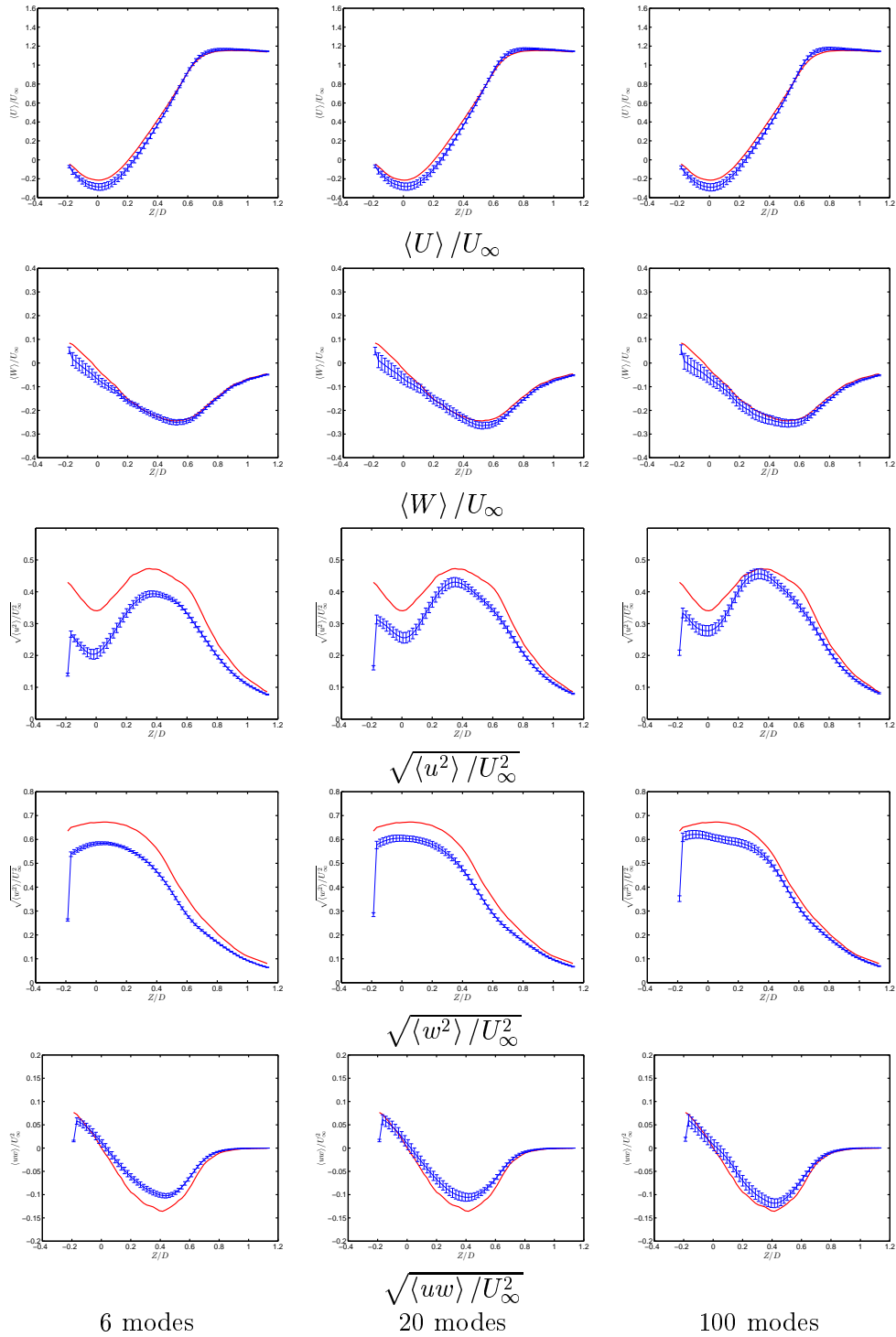


FIG. C.3 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 1.0$

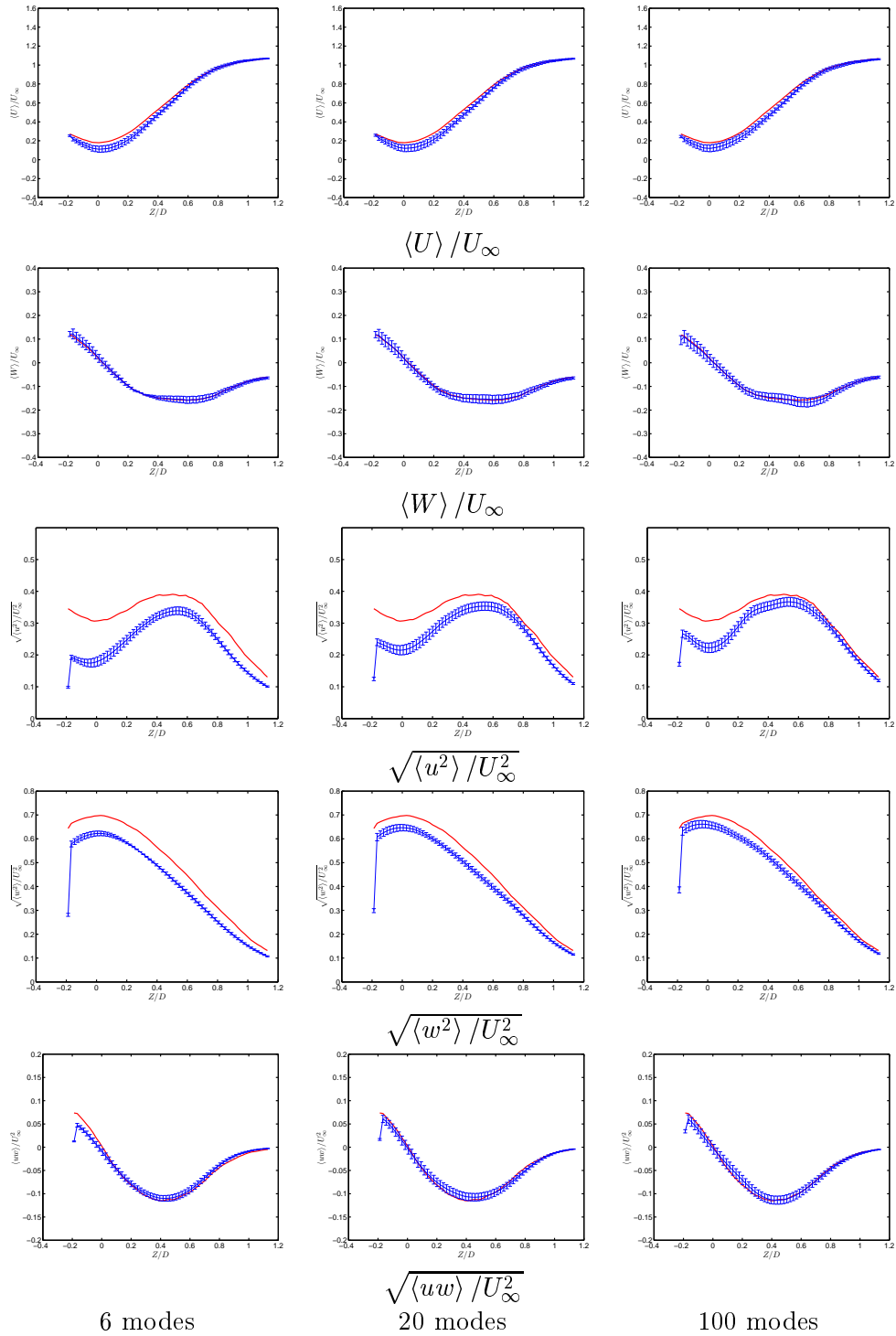


FIG. C.4 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 1.5$

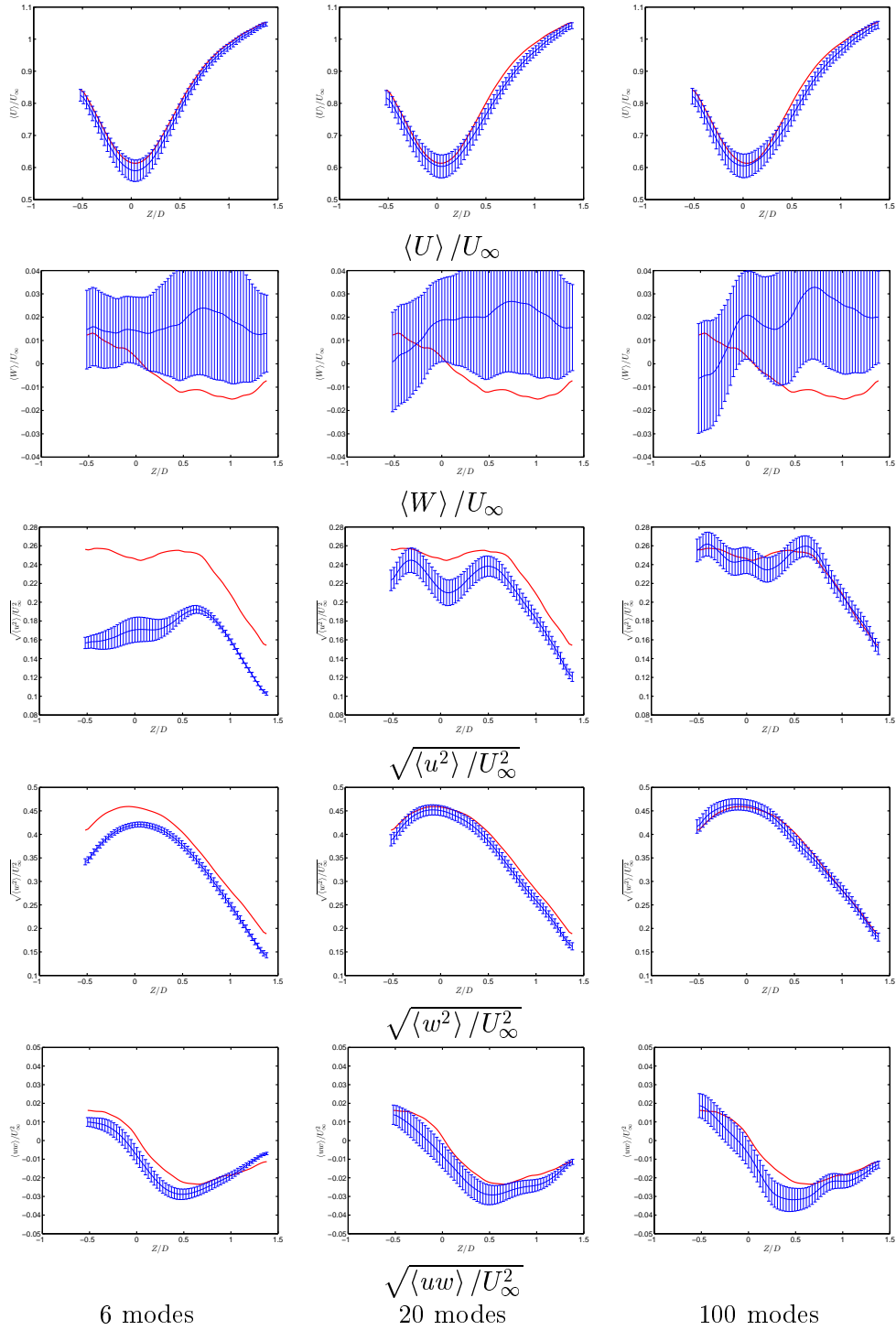


FIG. C.5 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 3.5$

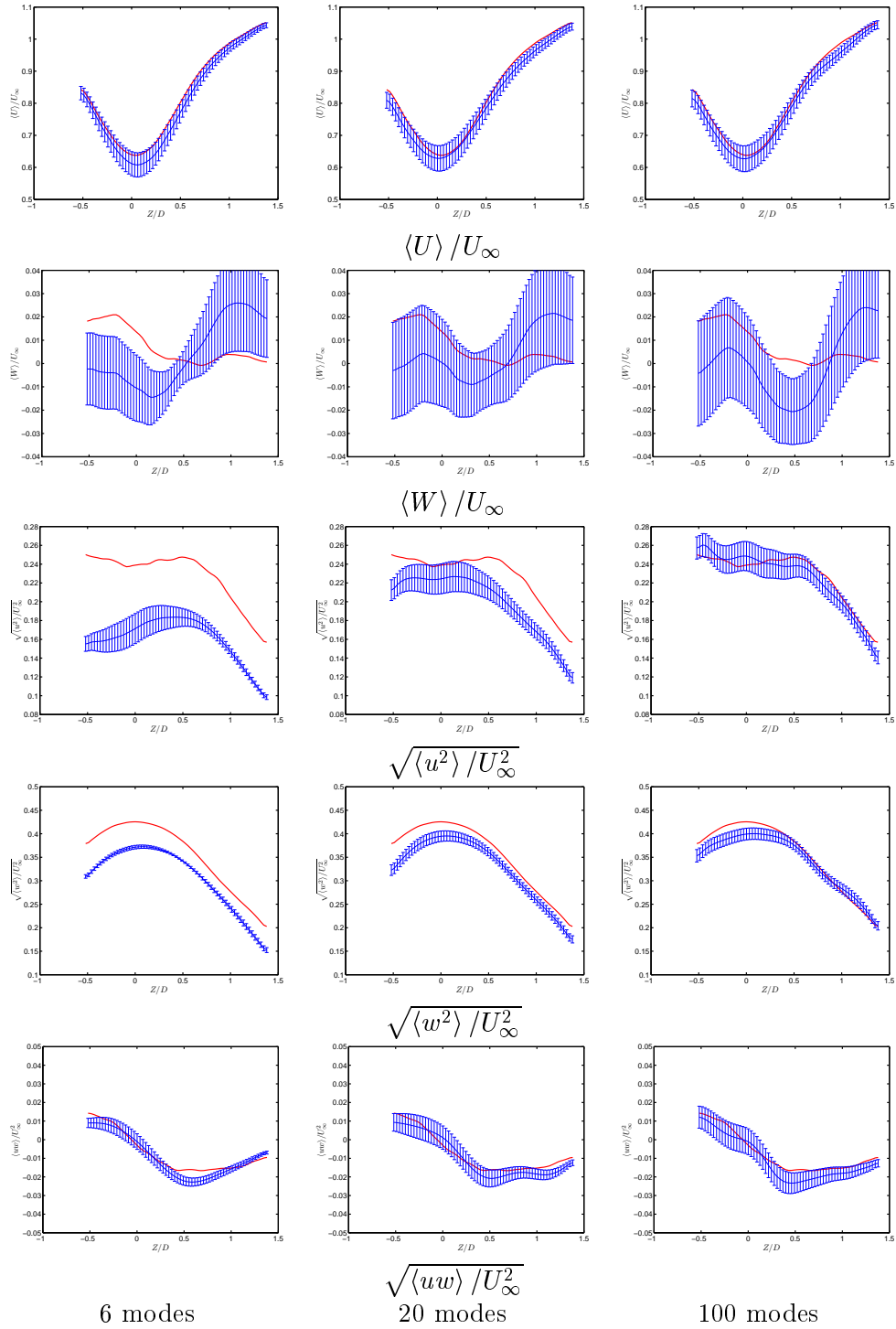


FIG. C.6 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 4.0$

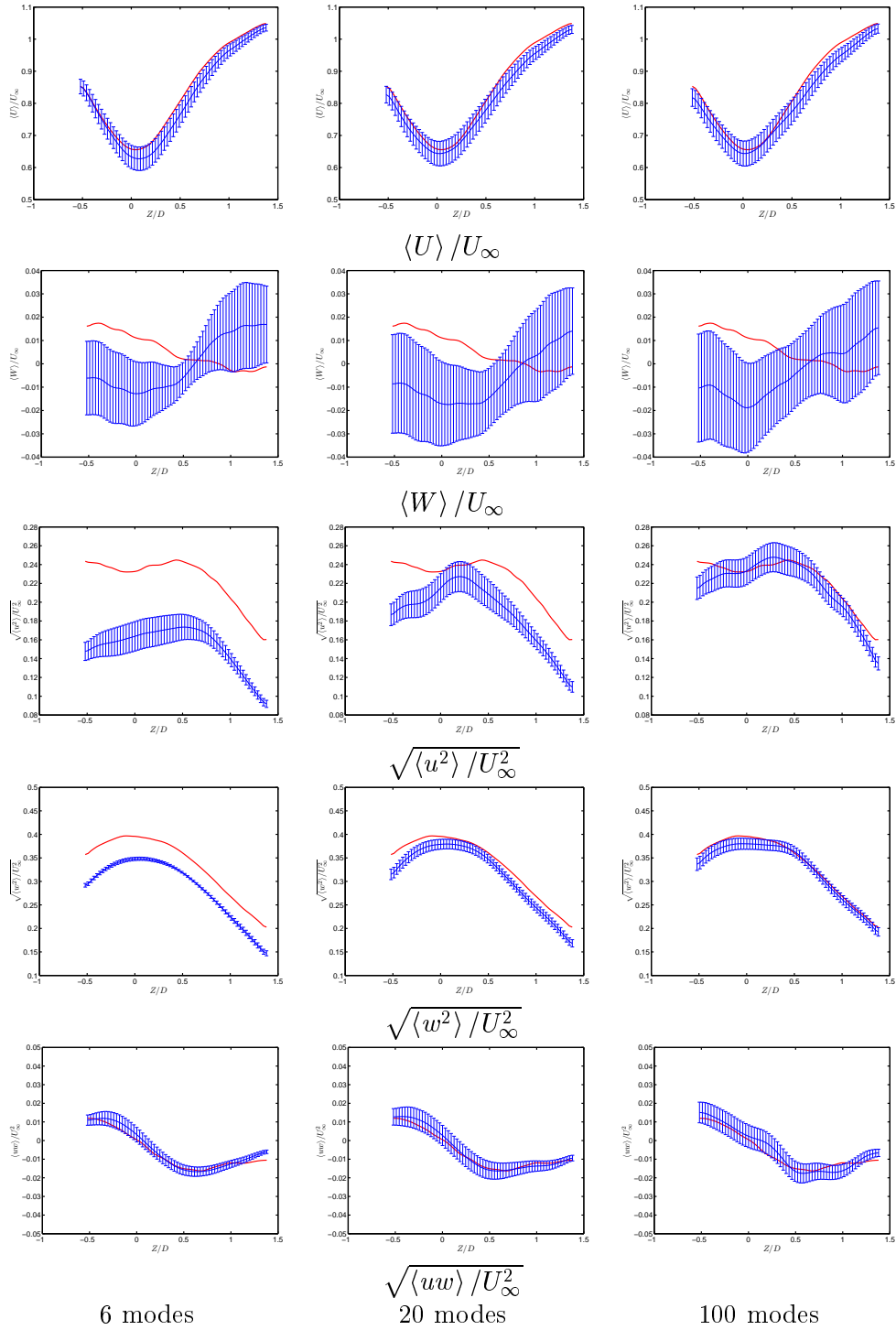


FIG. C.7 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 4.5$

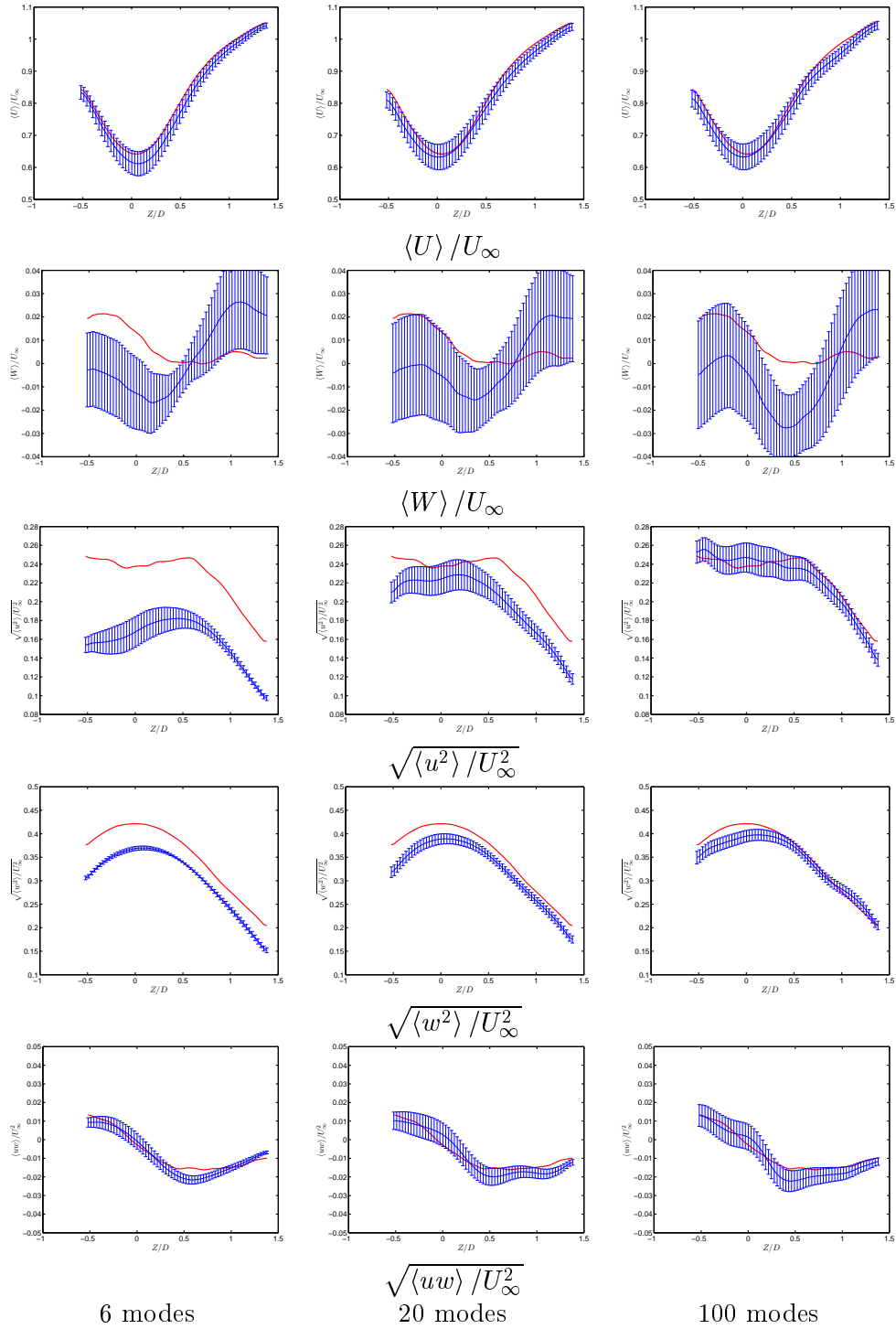


FIG. C.8 – Profil de comparaison entre les valeurs expérimentales (en rouge) et les statistiques obtenues avec le modèle de reconstruction (en bleu) pour  $X/D = 5.0$





## Annexe D

# PDF des vitesses dans l'écoulement

Ce chapitre présente pour différents points d'analyse les distributions des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$ , obtenues par l'étude de la partie déterministe de la partie aléatoire et par les deux réunies dans des modèles intégrant 20 modes et 100 modes.

Composante déterministe du modèle : l'association de paires de modes générant un mécanisme convectif, dont les variations temporelles sont modélisées par des fonctions harmoniques, crée pour l'ensemble des points étudiés une distribution des fluctuations de vitesse de type bimodale. En chacun de ces points, les deux composantes de la vitesse peuvent être développées sous la forme explicitée dans la formule 10.1. Les modes pondèrent localement l'action d'une variation à la pulsation  $\omega$  et d'une variation à la pulsation  $2\omega$ . Plus l'action de la deuxième harmonique est importante au point considéré, plus la forme bimodale observée dans les distributions de fluctuations de vitesse est modifiée. La composante déterministe au point  $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$  est proche d'une distribution engendrée par une seule fonction harmonique. Pour les autres points, on note une part plus importante d'une deuxième contribution (avec une fluctuation du déphasage).

Composante aléatoire du modèle : la distribution des fluctuations de vitesses engendrées par la composante aléatoire du modèle est de type gaussien. En effet, chacun des éléments constituant la partie aléatoire est une variable gaussienne indépendante. Or nous avons une stabilité de la loi normale par la somme. De ce fait, la composante aléatoire engendrée par la combinaison linéaire de  $N$  éléments ( $N = 20$  ou  $100$ ) est elle-même une variable gaussienne. Le fait d'ajouter des variables à la composante entraîne donc une augmentation de son écart type.

Association des deux composantes : La distribution résultante de l'association des deux composantes du modèle est aussi bimodale, avec une dispersion plus large (par exemple au point  $(X/D = 1.2, Z/D = 0)$ ). Si les deux valeurs extrêmes générées par la composante déterministe sont trop rapprochées par rapport à l'écart type de la distribution de la composante aléatoire, la résultante possède une forme proche d'une gaussienne (composante  $W$  au point  $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$  et  $U$  aux points  $(X/D = 0.1, Z/D = 0.54)$ ,  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$ ,  $(X/D = 1.7, Z/D = 0)$ , et  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.25)$ ).

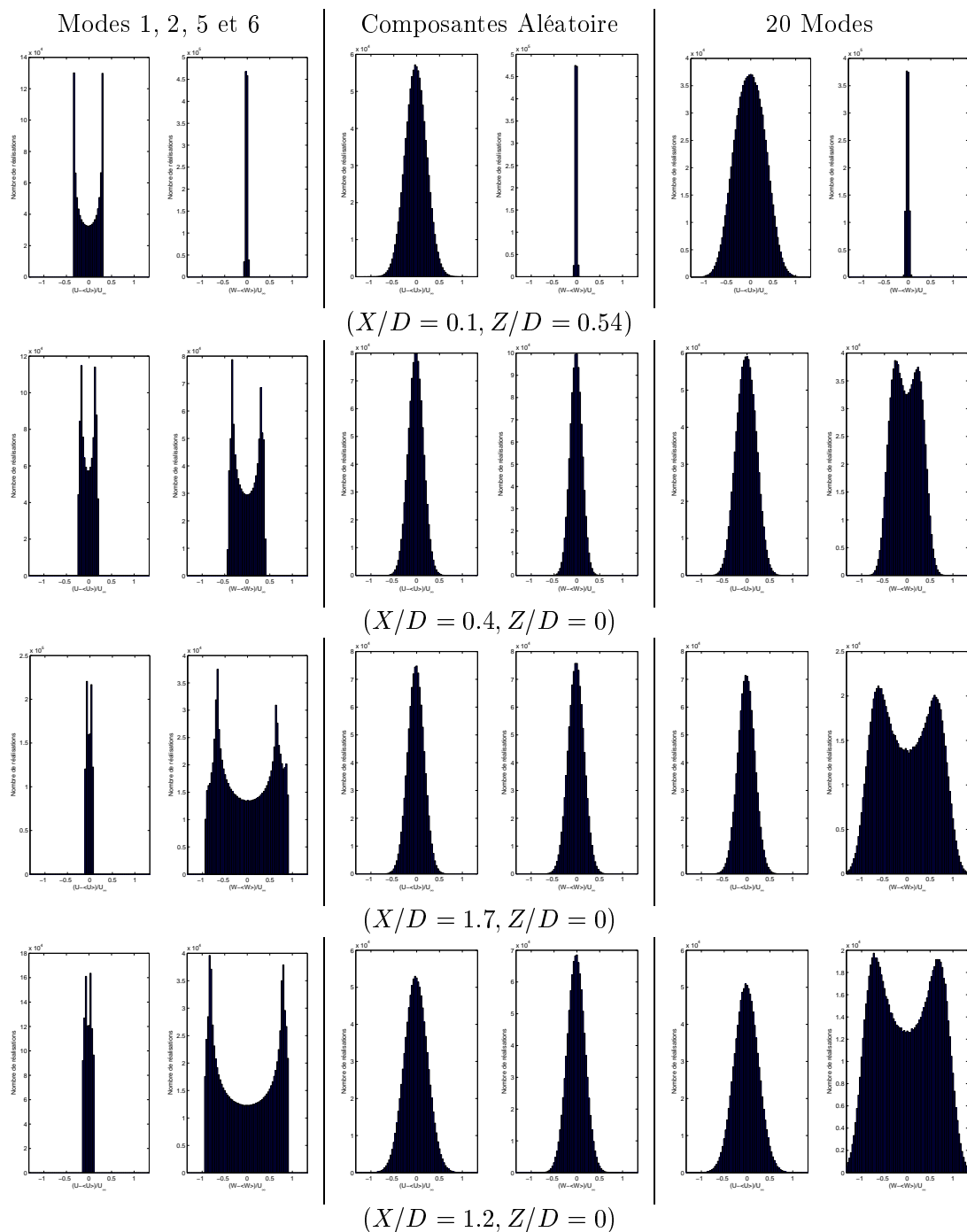


FIG. D.1 – histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 20 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire

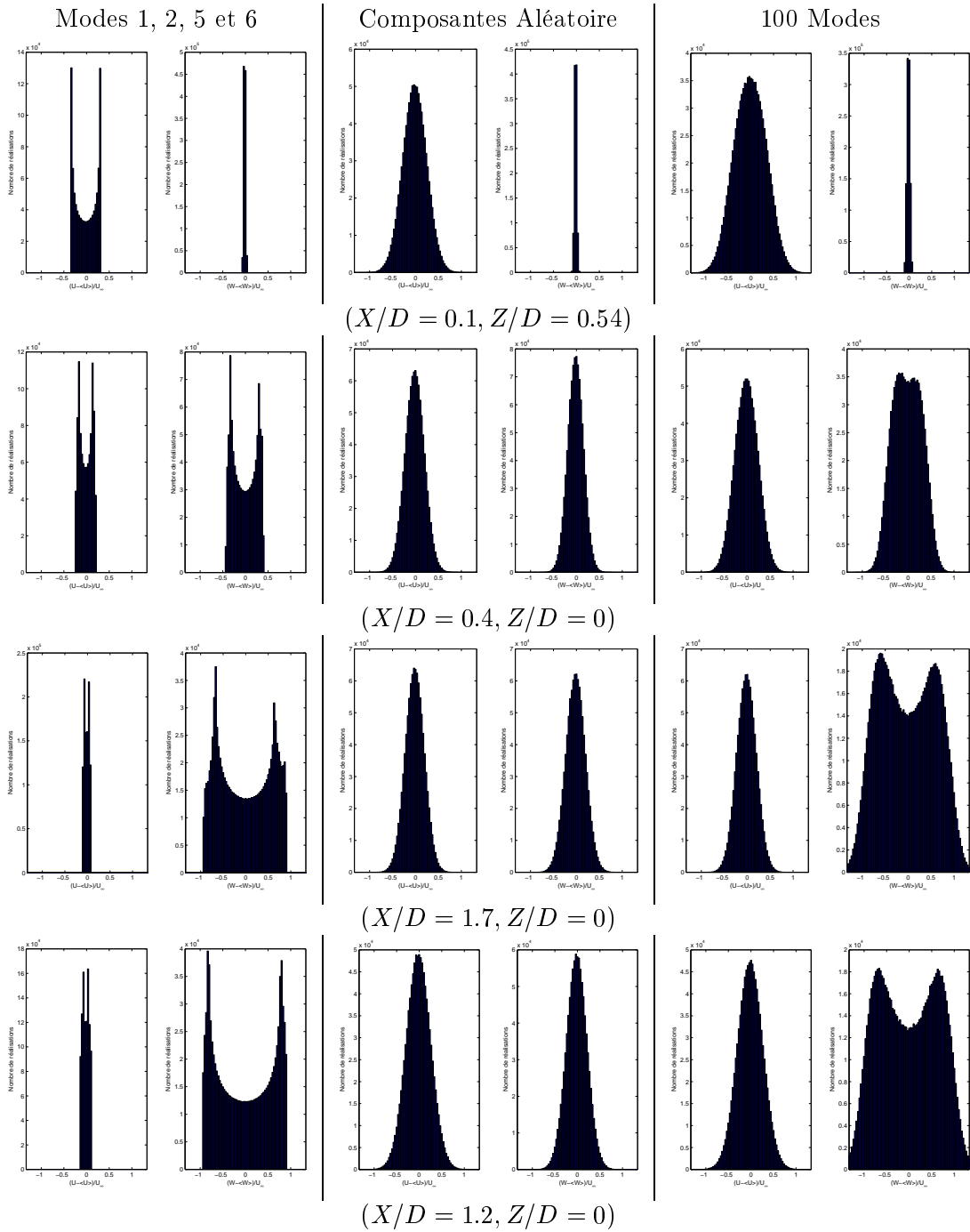


FIG. D.2 – histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 100 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire

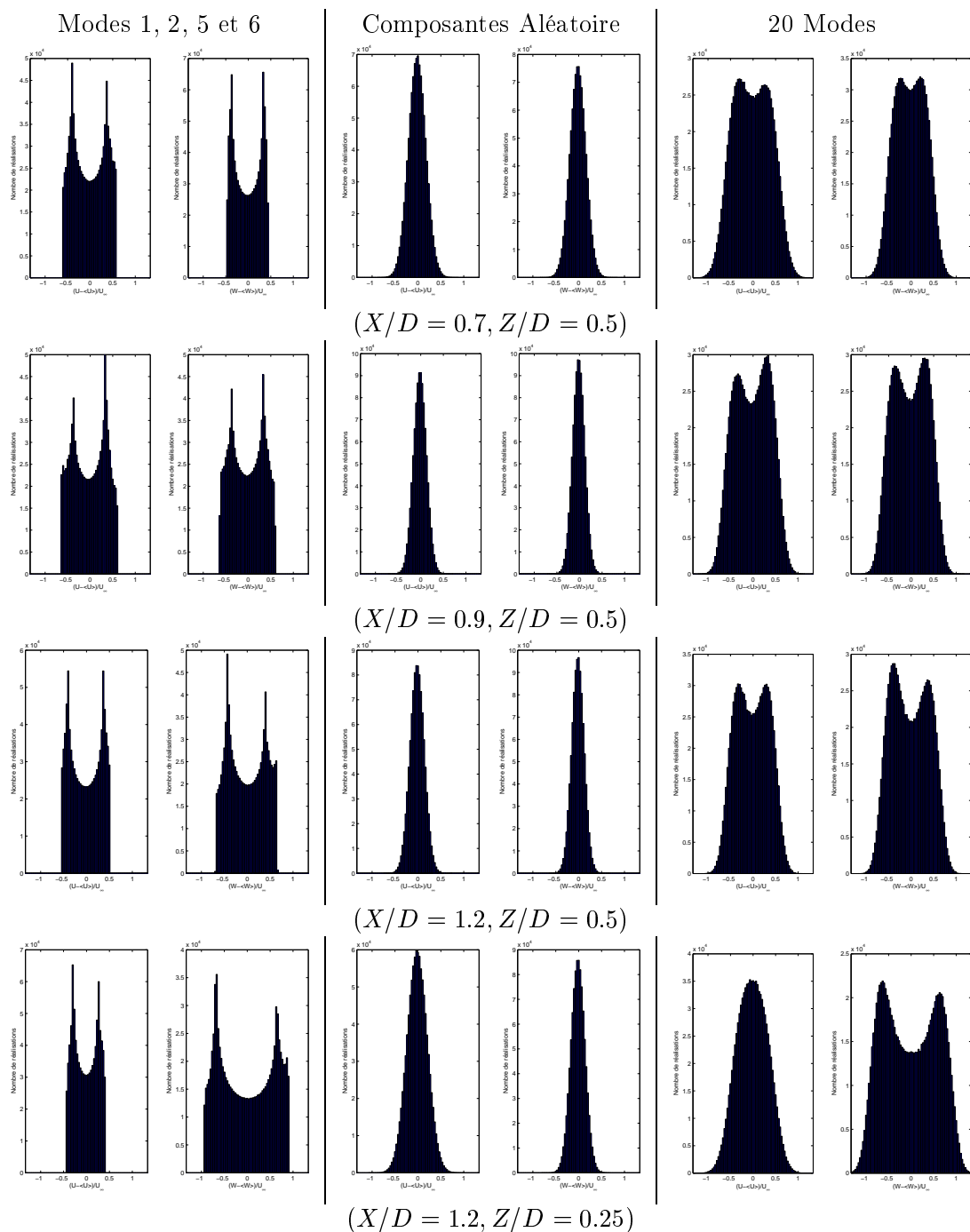


FIG. D.3 – histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 20 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire

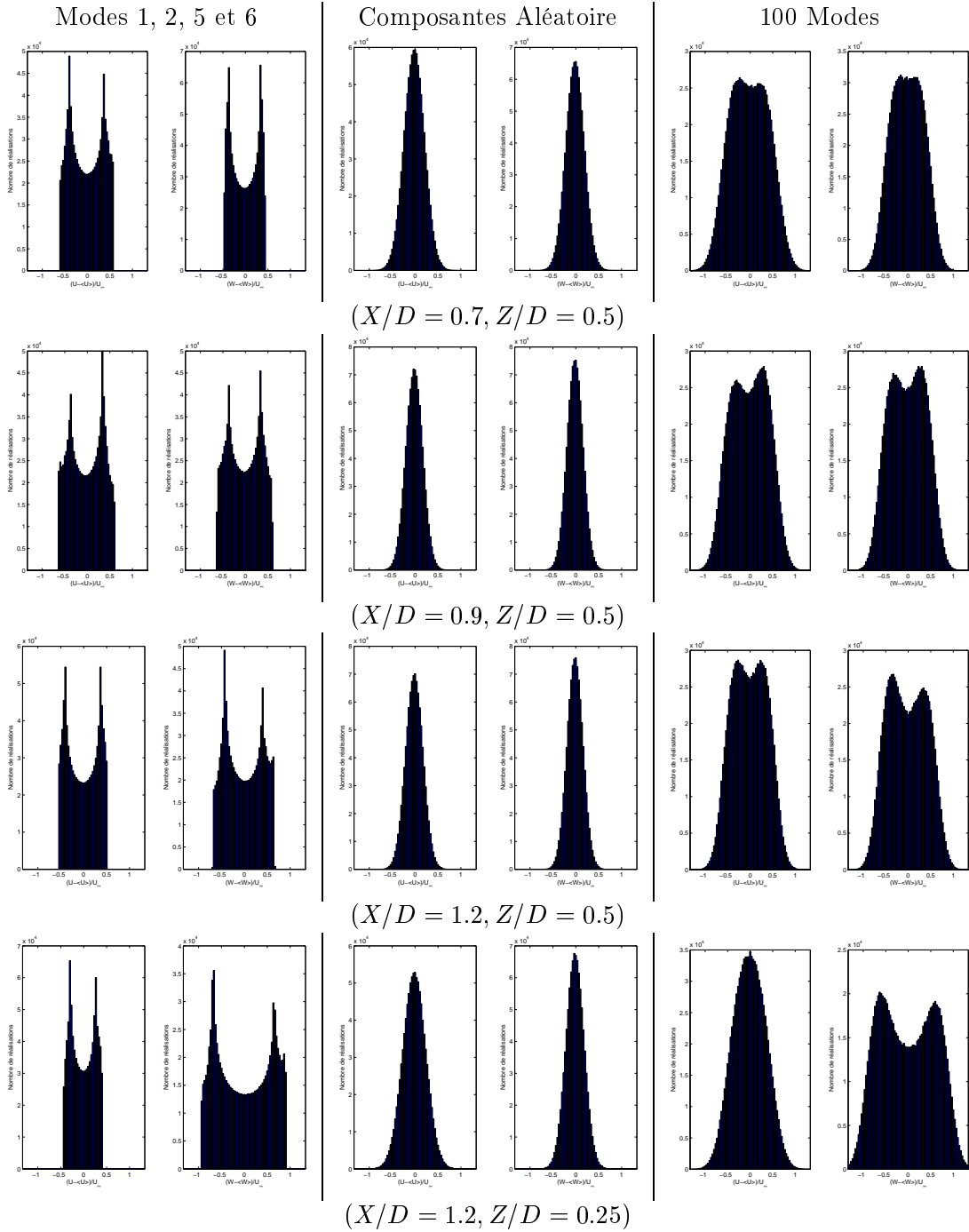


FIG. D.4 – histogramme des fluctuations de vitesse  $(U - \langle U \rangle)/U_\infty$  et  $(W - \langle W \rangle)/U_\infty$  en différents points de l'écoulement, avec un modèle intégrant 100 modes en différenciant la partie déterministe et la partie aléatoire



## Annexe E

# Ensemble des corrélations spatio-temporelles explorées avec un modèle de faible ordre

En chacun des points de référence définis dans le tableau 10.1, nous avons calculé les corrélations spatio-temporelles  $R_{\alpha\alpha}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D, \tau)$  ( $\alpha = U$  ou  $\alpha = W$ ) pour des temps  $\tau = 0, 200, 400, \text{ et } 800\mu s$  dans le cas de modèles intégrant 6, 20 et 100 modes. Les courbes suivantes illustrent les coefficients de corrélation spatiale pour les 6 points de référence.

Au regard de ces courbes, deux facteurs influent sur la description de la physique par le modèle : l'ordre du modèle considéré, et la position du point d'étude. Comme nous l'avons déjà précisé lors de l'analyse du modèle, une augmentation de l'ordre du modèle permet d'accroître la précision, ce qui se traduit par une décorrélation spatiale et temporelle approchant les valeurs expérimentales, et ce, quel que soit le point considéré.

Au point  $(X/D = 0.5, Z/D = 0.54)$ , les profils de  $R_{uu}$  à  $Z/D$  constant sont satisfaisants pour un modèle d'ordre 100. Pour les séparations négatives, le modèle correspond moins, et ce, quel que soit l'ordre considéré. Le profil vertical de ces fonctions ( $X/D$  constant) est moins bien reproduit. Les modèles permettent d'établir la forme complexe du profil de la fonction. Cependant les modèles d'ordre 6 et 20 ne fournissent que l'allure générale des fonctions. Une nette amélioration est obtenue par l'ajout de 80 modes dans la partie aléatoire du modèle. La description ne reste valable que pour de faibles temps de décorrélation. On peut effectuer le même commentaire des profils de  $R_{ww}$  à  $Z/D$  et  $X/D$  constant, avec cependant une meilleure représentation de l'évolution temporelle de la part des différents modèles.

Le point  $(X/D = 0.4, Z/D = 0)$  présente la particularité de se situer dans la zone de recirculation au culot du cylindre, et sur l'axe de symétrie. Du fait de la présence d'un autre mécanisme que la convection de tourbillons contrarotatifs, mais tout aussi important, les résultats de l'ensemble des profils en ce point sont très sensibles à l'ordre du modèle. Seul le modèle d'ordre 100 décrit de manière satisfaisante les profils (indépendamment de la direction et de la composante sélectionnée). L'évolution temporelle est correcte pour les fonctions  $R_{ww}$ , alors qu'elle est insuffisante au delà de  $400\mu s$  pour les fonctions  $R_{uu}$ .

Les points  $(X/D = 1.2, Z/D = 0)$  et  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$  sont situés après la recirculation. On retrouve de ce fait des variations de profils des fonctions de corrélation spatiale et spatio-temporelle plus proches de celles observées dans le sillage en aval. Sur la Fig. E.1, l'augmentation du nombre de modes n'apporte qu'une meilleure définition des variations des fonctions pour le point  $(X/D = 1.2, Z/D = 0.5)$ . Pour la position sur l'axe, un modèle



d'ordre supérieur à 6 est insuffisant pour reproduire les variations. Pour les variations à  $X/D$  constant présentées Fig. E.2, les différents modèles reflètent les observations expérimentales, en notant toujours l'augmentation de la précision avec l'ordre du modèle. Pour la quantité  $R_{ww}$  (Fig. E.3), nous obtenons une bonne correspondance des profils à  $Z/D$  constants, pour chacun des temps. L'augmentation de l'ordre du modèle permet d'affiner les fonctions au niveau de leurs minima, ainsi que d'introduire une décorrélation suffisante du signal au cours du temps.

Plus en aval, aux points  $(X/D = 3.6, Z/D = 0.28)$  et  $(X/D = 5, Z/D = 0.28)$ , les fonctions  $R_{uu}$  à  $X/D$  et  $Z/D$  constant modélisées nécessitent un modèle suffisamment élevé afin de reproduire les variations relevées par PIV sur l'ensemble du profil. Néanmoins, il apparaît qu'en ces deux points, le modèle le plus complet introduit une décroissance temporelle trop forte. La composante de  $R_{ww}$  à  $Z/D$  constant est bien reproduite, même avec peu de modes : la décroissance temporelle et spatiale est respectée, ainsi que le déplacement de la fonction vers l'aval au cours du temps. De par la topologie des fonctions  $R_{ww}$  (Figs. 6.33 et 6.34), les profils à  $X/D$  constant sont plus difficilement comparables, car s'il existe une faible différence de la vitesse de convection de la fonction calculée par rapport à celle mesurée expérimentalement, les profils extraits seront sensiblement différents.

Les deux séries de figures E.5 et E.6 présentent l'évolution temporelle des corrélations  $R_{u''u''}$  et  $R_{w''w''}$  comparées aux résultats expérimentaux obtenus par PIV filtrée. Cette fois ci, nous ne considérerons que la partie aléatoire dans le cas de modèles contenant 20 et 100 modes.

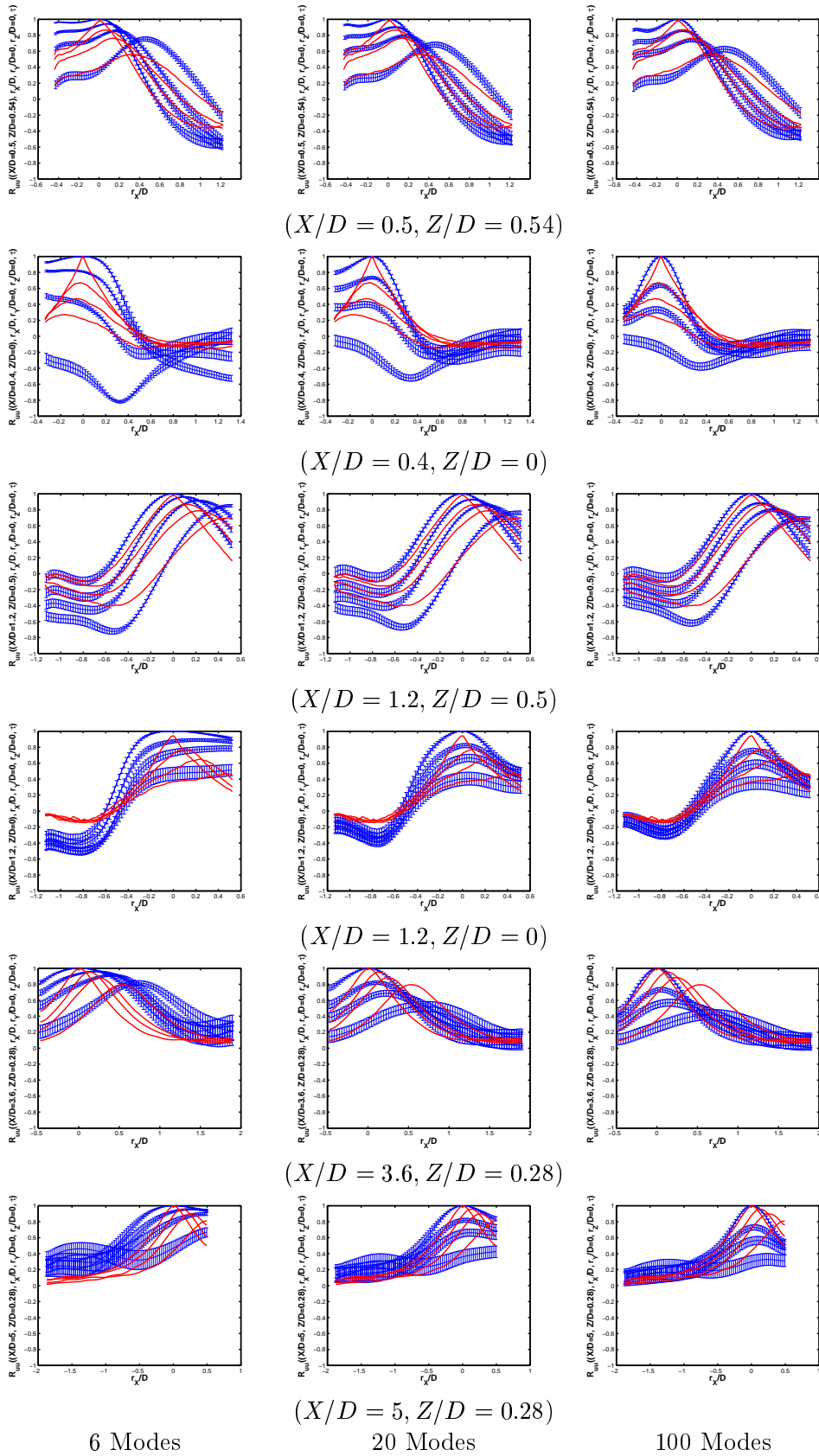


FIG. E.1 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{UU}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

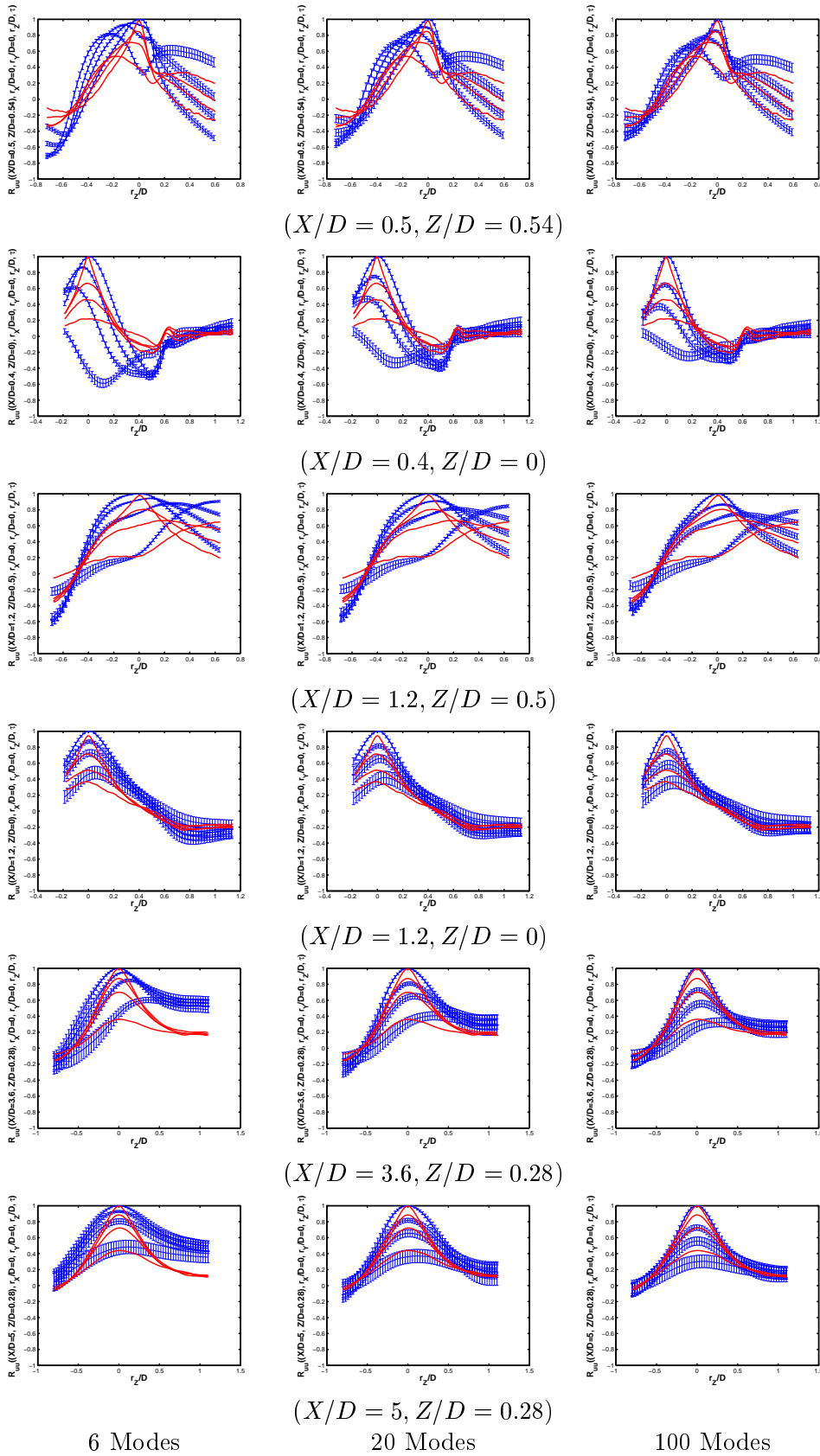


FIG. E.2 – Profil de comparaison à  $X/D$  constant entre  $R_{UU}((X/D, Z/D), r_X/D = 0, r_Y/D = 0, r_Z/D, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

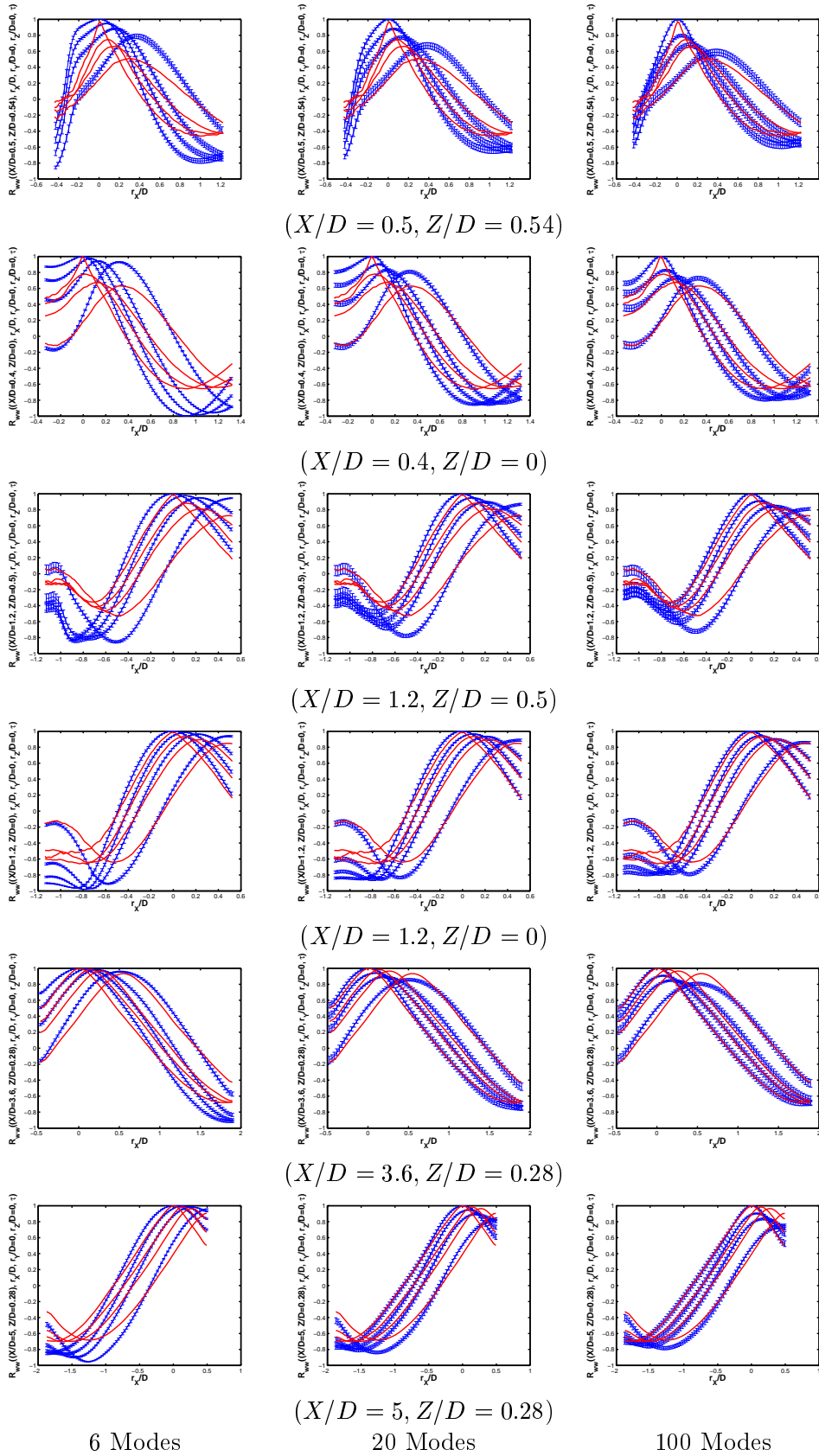


FIG. E.3 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

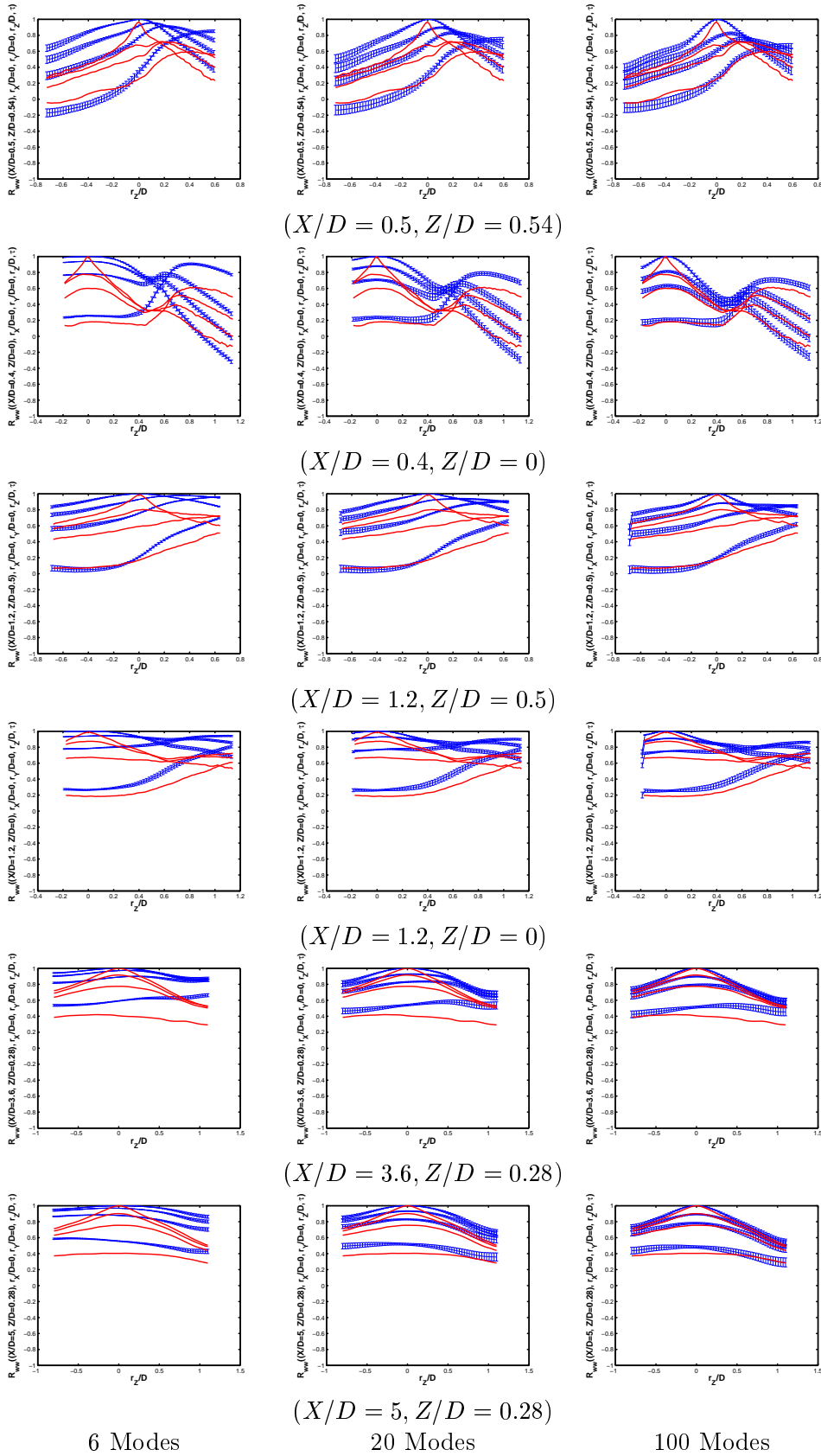


FIG. E.4 – Profil de comparaison à  $X/D$  constant entre  $R_{ww}((X/D, Z/D), r_x/D = 0, r_y/D = 0, r_z/D, \tau)$  en PIV et avec un modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

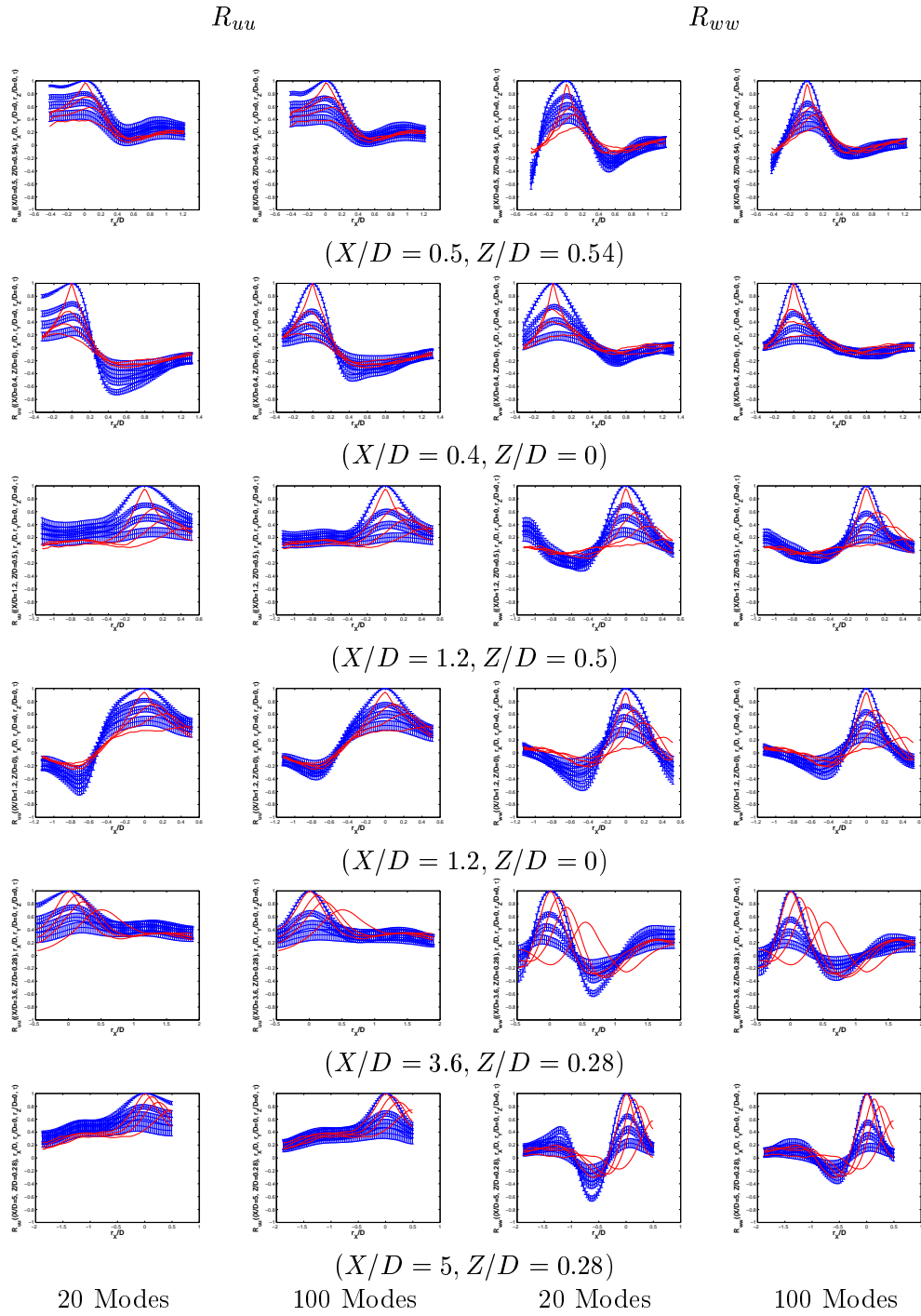


FIG. E.5 – Profil de comparaison à  $Z/D$  constant entre  $R_{uu}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  et  $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV filtrée et avec la partie aléatoire du modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

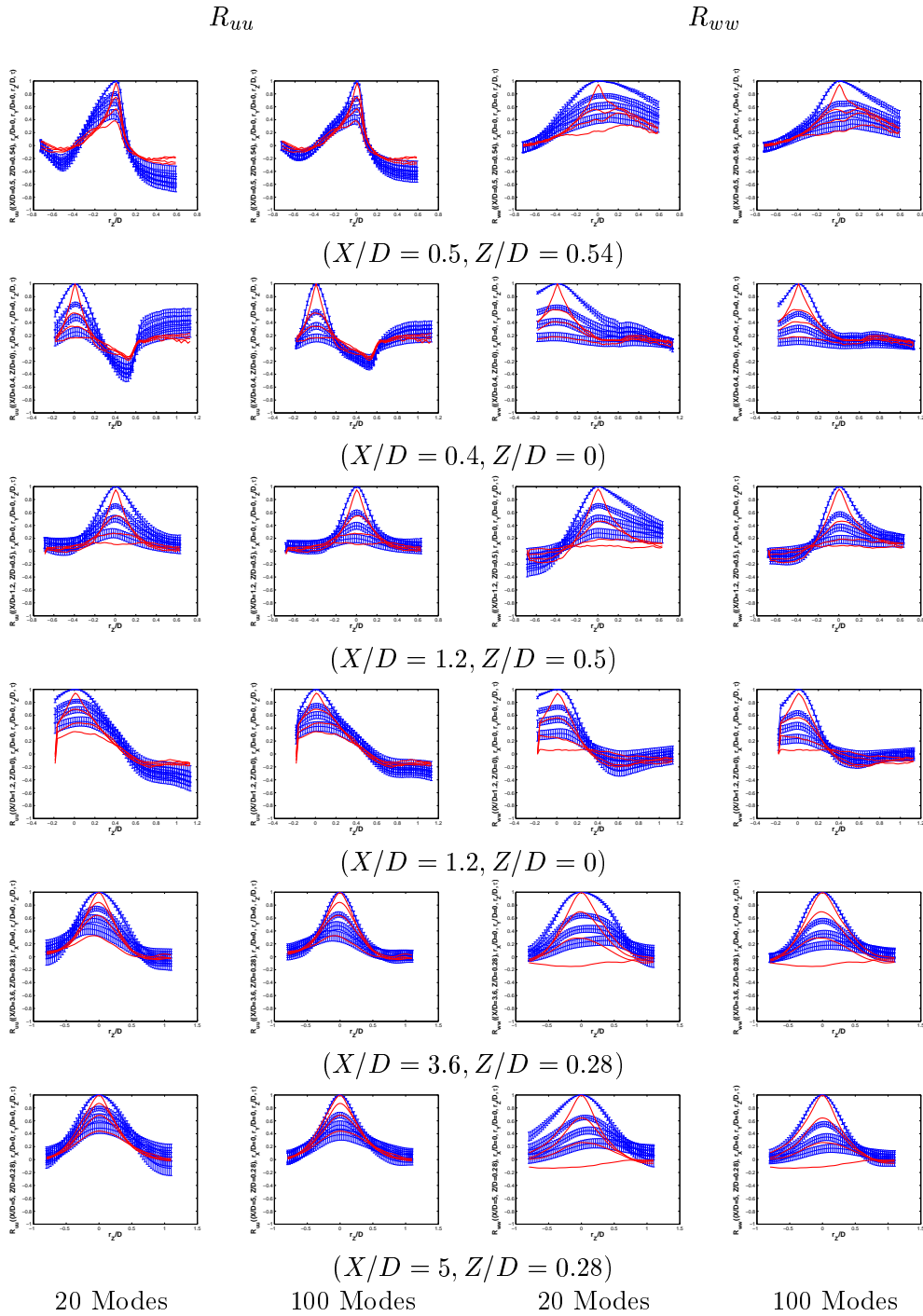


FIG. E.6 – Profil de comparaison à  $X/D$  constant entre  $R_{uu}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  et  $R_{ww}((X/D, Z/D), r_X/D, r_Y/D = 0, r_Z/D = 0, \tau)$  en PIV filtrée et avec la partie aléatoire du modèle en fonction du nombre de modes POD considéré pour différentes valeurs de  $\tau$

# Annexe

## Bibliographie

- ADRIAN R.J. 1991 Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics *Ann Rev Fluid Mech* **23** 261-304
- ATWELL J. A. AND KING B. B. 2005 Reduced Order Controllers for Spatially Distributed Systems via Proper Orthogonal Decomposition *SIAM Journal on Scientific Computing* **26** **1** , 128-151
- BAILLY C., COMTE-BELLOT G. 2001 Cours de Turbulence de 3<sup>ème</sup> Année. *Ecole Centrale de Lyon.* , 262-273
- BALLENGEE D.W. AND CHEN C.F. 1971 Experimental determination of the separation point of flow around a circular cylinder. In : Flow ; its Measurement and Control in Science and Industry *Dowdell R. B., ed.* , 419-427
- BORÉE J., MAUREL S. AND BAZILE R. 2002 Disruption of a compressed vortex *Phys. Fluids* **35** , 188-192
- BORÉE J. 2003 Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows *Exp. Fluids* **14** **7**, 2543-2556
- BELMABROUK H. 1992 Mesure des échelles turbulentes de longueur par vélocimétrie Doppler laser en deux points *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon*
- BELMABROUK H., MICHARD M. 1998 Taylor length scale measurement by laser Doppler velocimetry *Exp. Fluids* **25** , 69-76
- BÉNARD H. 1908 Formation of centers of circulation behind a moving obstacle (in French) *Comptes rendus Académie des Science* **147** , 839-842
- BÉNARD H. 1908 A 'cinematographic' study of eddies and ripples produced by towed obstacle (in French) *Comptes rendus Académie des Science* **147** , 970-972
- BEN CHIEKH M., MICHARD M., GROSJEAN N., BERA J.C. Septembre 2004 Reconstruction temporelle d'un champ aérodynamique instationnaire à partir de mesures PIV non résolues dans le temps 9<sup>e</sup> *Congrès Francophone de Vélocimétrie laser, Brussels* , D.8
- BERKOOZ G, HOLMES P, LUMLEY JL 1993 The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows *Ann Rev Fluid Mech* **25** 539-575
- BRAUD C, HEITZ D., BRAUD P., ARROYO G., DELVILLE J. 2004 Analysis of the wake-mixing-layer interaction using multiple plane PIV and 3D classical POD *Exp. Fluids* **37** , 95-104
- CANTWELL B. AND COLES D. 1983 An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder *J. Fluid Mech.* **136** , 321-374



- CHATELLIER L., FITZPATRICK J. 2005 Spatio-temporal correlation analysis of turbulent flows using global and single-point measurements *Exp. Fluids* **38** , 563-575
- CHATELLIER L., LAUMONIER J., GERVAIS Y. 2004 Theoretical and experimental investigation of low Mach number turbulent cavity flows *Exp. Fluids* **36** , 728-740
- CHONG M.S., PERRY A.E., CANTWELL B.J. 1990 A general classification of three dimensional flow field *Phys. Fluids A* **2** , 765
- COMTE BELLOT G., CORSIN S. 1971 Single eulerian time correlation of full- and narrow band velocity signals in grid generated, 'isotropic' turbulence *J. Fluid Mech.* **48 part 2** , 273-337
- CUCITORE R., QUADRIO M., BARON A. 1999 On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex *Eur. J. Mech.* **B 18** , 261-282
- DEAN A.E., KEVREKIDIS I.G., KARNIADAKIS G.E. AND ORSZAG S.A. 1991 Low-dimensional models for complex geometry flows : Application to grooved channels and circular cylinders *Phys. Fluids A* **3** , 2337-2354
- DUBIEF Y. DELCAYRE F. 2000 On coherent-vortex identification in turbulence *J. of Turbulence* **1** , 1-22
- DURÃO D. F. G., HEITOR M. V., AND PERCEIRA J. C. F. 1988 Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder *Exp. Fluids* **6** , 298-304
- DUŠEK J. 1996 Spatial structure of the Bénard von Kármán instability *Eur. J. Mech. B /Fluids* **15** , 619-650
- DUŠEK J., LE GAL P. AND FRAUNIE P. 1994 A numerical and theoretical study of the first Hopf bifurcation in a cylinder wake *J. Fluid Mech.* **264** , 59-80
- DURBIN, P. A. 1980 A stochastic model of two-particle dispersion and concentration fluctuations in homogeneous turbulence *J. Fluid Mech.* **100** , 279-302
- DURST F., MELLING A., WHITELAW J.H. 1976 Principles and Practice of laser-Doppler-anemometry *London : Academic Press*
- EPUREANU B. I., DOWELL E. H. AND HALL K. C. 2000 Reduced-order models of unsteady transonic viscous flows in turbomachinery *Journal of Fluids and Structures* **14** , 1215-1234
- FAVELIER T. 2002 Elaboration d'un critère de reconnaissance de structures tourbillonnaires dans un écoulement *Mémoire de stage - Master/Diplôme d'Etudes Approfondies de Mécanique des Fluides, Ecole Centrale de Lyon*
- GENCE J.-N. 2001 Mécanismes de Transport - Cours de DEA *Ecole Doctorale M.E.G.A.*
- GRAFTIEAUX L., MICHARD M. ET GROSJEAN N. 2001 Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows *Measurement Sci. Technol.* **12** , 1422-1429
- GUIBERT P., LE MOYNE L. 2002 Dual particle image velocimetry for transient flow field measurements *Exp. Fluids* **33** , 355-367
- GUIBERT P., LE MOYNE L. Septembre 2002 Dual PIV pour l'étude des écoulements transitoires. Etude des caractéristiques spatio-temporelles de la turbulence 8<sup>e</sup> *Congrès Francophone de Vélocimétrie laser* , 137-146
- HINZE, J.Q. 1975 Turbulence. *Mc Graw Hill.*
- HUNT J.C.R., WRAY A.A., MOIN P. 1988 Eddies, stream, and convergence of zones in turbulent flows *Center of Turbulence Research Report CTR-S88* , 193

- HUSSAIN A. K. M. F. & HAYAKAWA M. 1987 Eduction of large-scale organized structures in a turbulent plane wake *J. Fluid Mech.* **180** , 193-229
- HUSSAIN A. K. M. F. & REYNOLDS W. C. 1970 The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow *J. Fluid Mech.* **41** , 241-258
- JEONG J., HUSSAIN F. 1995 On the identification of a vortex *J. Fluid Mech.* **285** , 69
- KÀRMÀN T. VON 1912 On the mecanism of resistance produced by moving body in liquid (in German) *Nachrichten des Gesellschaft, Göttingen (Math-Phys. Klasse)* , 509-517
- LINET V., LASSERRE J.-J., VARTANIAN C. ET BOUEILH J.-C. P. Septembre 2002 Exploitation des mesures PIV pour l'aérodynamique et l'aéroacoustique automobile 8<sup>e</sup> *Congrès Francophone de Vélocimétrie laser* , 201-206
- ITAYA S. AND YASUDA Y. 1961 Experiments on Strouhal number *Bulletin JSME* **4** , 274-277
- KERHERVÉ F., JORDAN P., GERVAIS Y., VALIÈRE J.-C., BRAUD P. 2004 Two-point laser Doppler velocimetry measurements in a Mach 1.2 cold supersonic jet for statistical aeroacoustic source model *Exp. Fluids* **37** , 419-437
- KIM F. C., LEE M. B., YOON S. Y., BOO J. S. AND CHUN H. H. 2002 Phase averaged velocity field in the near wake of a square cylinder obtained by a PIV method *Journal of visualization* **Vol. 5, No. 1** , 29-36
- KOVASZNAVY L.S.G. 1949 Hot wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers *Proceedings Royal Society* **A198** 174-190
- LYN D. A., EINAV S., RODI W. AND PARK J. H. 1995 A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder *J. Fluid Mech.* **304** , 285-319
- MA XIA. AND KARNIADAKIS GEORGE EM 2002 A low-dimensionnal model for simulating three-dimensionnal cylinder flow *J. Fluid Mech.* **458** , 181-191
- MA XIA., KARAMANOS G.S. AND KARNIADAKIS GEORGE EM 2000 Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake *J. Fluid Mech.* **410** , 29-65
- MAEKAWA T. AND MIZUNO S. 1967 Flow around the separation point and in the near-wake of a circular cylinder *Phys. Fluids* **10 supplement** , S184-S186
- MATTINGLY G. E. 1962 An experimental study of the three dimensionality of the flow around a circular cylinder *University of Maryland Tech. Note* **BN-295**
- MAUREL S., BORÉE J. AND LUMLEY J.L. 2001 Extended Proper Orthogonal Décomposition : Application to Jet/Vortex Interaction *Flow, Turbulence and Combustion* **67** , 125-136
- MICHARD M., FAVELIER T. Septembre 2004 Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV 9<sup>e</sup> *Congrès Francophone de Vélocimétrie laser* , D-9.1 - D-9.6
- NOACK B.R., AFANASIEV K. MORZYNSKI M., TADMOR G. AND THIELE F. 2003 A hierarchy of low-dimensionnal models for the transient and post-transient cylinder wake *J. Fluid Mech.* **497** , 335-363
- NOACK B.R., PAPAS P. AND MONKEWITZ P.A. 2005 The need for a pressure-term représentation in empirical Galerkin models of incompressible shear flow *J. Fluid Mech.* **523** , 339-365

- NOGUEIRA J., LECUONA A, RODRIGUEZ P.A. 2001 Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques *Exp. Fluids* **30** , 309-316
- OSHIMA H. AND RAMAPRIAN B. R. 1991 The use of particle image velocimetry to study vortex shedding behind a cylinder *Trans. ASME I - J. Fluids Engng* **108** , 15-20
- PACK L.G. AND JOSLIN R.D. 1998 Overview of active flow control at NASA Langley Research Center *SPIE's 5th annual International Symposium on Smart Structures and Materials, San Diego (CA)*
- PRASAD A. AND WILLIAMSON C.H.K. 1997 The instability of the shear layer separating from a bluff body *J. Fluid Mech.* **333** , 375-402
- RAJAGOPALAN S. AND ANTONIA R.A. 2004 Flow around a circular cylinder - Structure of the near wake shear layer *Exp. Fluids* **38** , 393-402
- ROESGEN T. 2003 Optimal subpixel interpolation in PIV *Exp. Fluids* **35** , 252-256
- SETO M., AHLBORN B. AND LEFRANÇOIS M. 1991 A technique to trigger repeatable vortex wake configurations from bluff bodies *Phys. Fluids A* **3** , 1674-1676
- SIRISUP S., XIU D., KARNIADAKIS G.E. AND KEVREKIDIS I. G. 2005 Equation-free/Galerkin-free POD-assisted computation of incompressible flows *Journal of Computational Physics* **207** **2** , 568-587
- SMITH D. R., SIEGEL S. AND MCLAUGHLIN T. 2002 Modeling of the wake behind a circular cylinder undergoing rotational oscillation *AIAA 1<sup>st</sup> Flow Control Conference, 24-26 June 2002 / St Louis* , 3066
- STROUHAL V. (CHENYEK) 1878 On a particular way of tone generation (in German) *Wiedemann's Annalen Physik und Chemie (New Series)* **5** 216-251
- SUNG J. AND YOO J. Y. 2001 Three-dimensional phase averaging of time-resolved PIV measurement data *Meas. Sci. Technol.* **12** , 655-662
- VAN OUDHEUSDEN B.W., SCARANO F., VAN HINSBERG N.P., WATT D.W. 2005 Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence *Exp. Fluids* **39** , 86-98
- WESTERWHEEL J., BABIRI D. AND GHARIB M. 1997 The effect of discrete windows offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings *Exp. Fluids* **23** , 20-28
- YEH Y. AND CUMMINS H.Z. 15 May 1964 Localized Fluid Flow measurements with an He-Ne Laser Spectrometer *Applied Physics Letters*
- ZDRAVKOVICH M. M. 1997 Flow Around Circular Cylinder Vol 1 : Fundamentals *Oxford Science Publication*

---

RÉSUMÉ :

L'objet de cette étude est d'utiliser la décomposition en modes propres (POD) pour établir un modèle de la composante déterministe et aléatoire d'un écoulement turbulent présentant une instationnarité à grande échelle pseudo périodique.

Une étude expérimentale de l'écoulement bidimensionnel en moyenne en aval d'un cylindre semi-circulaire, par vélocimétrie par image de particules en deux temps (PIV2T) caractérise l'écoulement.

Une analyse POD du champ de vitesse permet d'extraire les modes spatiaux et de définir un paramètre de phase décrivant l'instationnarité à grande échelle qui régit la partie déterministe. La modélisation de l'évolution temporelle des coefficients associés aux modes s'effectue par des fonctions soit harmoniques pour la partie déterministe, soit stochastiques pour la partie aléatoire.

La modélisation est en accord avec les mesures expérimentales des premiers moments statistiques en un point et des fonctions de corrélation spatio-temporelle du champ de vitesse.

---

TITLE : Combining dual-time particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition for flow characterization.

ABSTRACT :

This study is an original way to use the proper orthogonal decomposition (POD) in order to establish a low order model of the deterministic and random part of a turbulent flow for which the large scale instationnarity is pseudo periodic.

An experimental study of the wake behind a semi circular rod by 2 time Particule Image Velocimetry (PIV2T) provides a statistical overview of the wake.

POD analysis of the velocity field allows to characterize the spatial mode and the phase parameter describing the large scale instationnarity which governs the deterministic part. The modeling of the temporal evolution of the coefficients associated with the modes is carried out by either harmonics for the deterministic part, or stochastic functions for the random part.

Modeling is in agreement with experimental measurements of the first statistical moments in one point and for the space and time correlation functions of the velocity field.

---

DISCIPLINE : Mécanique des Fluides

---

MOTS-CLÉS : Écoulement instationnaire, modèle de bas ordre, modèle stochastique, POD, PIV deux temps, corrélations spatio-temporelles, cylindre semi-circulaire, moyenne de phase, modèle de transport de particules fluides

---

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) UMR CNRS 5509 - École Centrale de Lyon- 36, Avenue Guy de Collongue - 69131 ECULLY (FRANCE)