



**HAL**  
open science

# Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi – Détection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale.

Tony Ruiz

## ► To cite this version:

Tony Ruiz. Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi – Détection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale.. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT: . tel-00461293v2

**HAL Id: tel-00461293**

**<https://theses.hal.science/tel-00461293v2>**

Submitted on 25 Jan 2011

**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.

# THÈSE

pour l'obtention du Grade de  
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET  
D'AEROTECHNIQUE

( Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006 )

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique  
Secteur de Recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :

**Tony RUIZ**

---

## Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi Détection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale

---

Directeurs de thèse : **Jacques BOREE** et **Yves GERVAIS**

---

Soutenue le 11 décembre 2009 devant la commission d'examen

---

### - Jury -

M.	M. LANCE	Professeur des universités, UCB Lyon 1	Rapporteur
M.	J. MAGNAUDET	Directeur de recherche au CNRS, IMFT	Rapporteur
M.	V. HERBERT	Ingénieur PSA Peugeot-Citroën	Examineur
M.	R. CAMUSSI	Professeur, Roma Tre University , DIMI	Examineur
M.	J. DELVILLE	Ingénieur de Recherche, LEA, Poitiers	Examineur
M.	C. SICOT	Maître de conférence, ENSMA, LEA, Poitiers	Examineur
M.	Y. GERVAIS	Professeur, Univ. Poitiers, LEA, Poitiers	Co-directeur de thèse
M.	J. BOREE	Professeur, ENSMA, LEA, Poitiers	Co-directeur de thèse



# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (*LEA*) de Poitiers dans le cadre du *CNRT-R2A* (Centre National Recherche Technologique - Aérodynamique et Aéroacoustique des véhicules terrestres).

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Michel Lance et Jacques Magnaudet d'avoir accepté d'être les rapporteurs du manuscrit.

Du fait de ma présence sur plusieurs sites du laboratoire, les personnes à remercier sont nombreuses. Je tiens à remercier mes directeurs et encadrants de thèse Jacques Borée, Yves Gervais et Christophe Sicot pour avoir toujours été présents et pour votre joie de vivre. C'est vraiment agréable de travailler avec vous. Vous êtes fortement responsables de la réussite de cette thèse.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes qui ont pris part de plus ou moins près à ce travail. Merci à Laurent-Emmanuel Brizzi pour l'aide apportée sur les mesures *PIV*. Désolé d'être ta bête noire au badminton ! Merci à François Paille qui est toujours ouvert aux discussions scientifiques. Merci aux différents collègues des bureaux alentours dont Alain Farcy, Patrice Allary, Matthieu Rossard et Françoise Tournerie. Merci à Janick Laumonier, le roi du traitement du signal et du capteur de pression instationnaire ! Merci à Laurent Philippon pour sa bonne humeur et son aide pour toutes mes expérimentations. Merci à Philippe Szeger, Pascal Biais et Patrick Brau. Merci aussi à Remi Manceau qui m'a initié à la turbulence et donné envie encore plus de continuer dans cette voie. Merci à Rodolphe Perrin et ses publis qui m'ont permis d'avancer dans l'analyse de mes données.

Je remercie le conseil scientifique du *CNRT*, notamment Jean Delery, Vincent Herbert et Patrick Gillieron pour les discussions scientifiques enrichissantes lors de nos différents entretiens.

La thèse a aussi été une formidable expérience grâce à tous mes collègues de l'*ENSMA* qu'ils soient du *LEA*, *LET*, *LMPM* ou *LCD* : Thierry, Nico, Mickey, Fedje. Merci aussi à John même s'il ne fait pas partie de la coinche team du *CAS*. Merci à Luis pour sa joie de vie toute brésilienne. Et ne pas oublier Caro pour ses roulés au jambon spécial soirée ligue des champions !

Merci aussi à tous mes partenaires de l'équipe de foot en salle, captain Romain, encore Thierry, Malick, Joseph, Vincent, Icham et les autres.





# Nomenclature

## Symboles

$C_p$	Coefficient de pression moyenne
$C_p'$	Coefficient de pression fluctuante
$D$	Diamètre du disque
$f$	Fréquence
$H$	Distance entre le disque et la paroi
$P$	Pression
$p$	Pression fluctuante
$\langle P \rangle$	Pression moyenne
$\langle p^2 \rangle$	Variance de la pression
$P_\infty$	Pression amont infinie
$U_\infty$	Vitesse amont infinie
$\hat{p}$	Transformée de Fourier de la pression fluctuante
$Re_D$	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre du disque
$St$	Nombre de Strouhal
$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes
$U, V, W$	Composantes de la vitesse associées à $x, y, z$
$\langle U \rangle, \langle V \rangle, \langle W \rangle$	Composantes de la vitesse moyenne associées à $x, y, z$
$u, v, w$	Composantes de la vitesse fluctuante associées à $x, y, z$
$\langle u^2 \rangle, \langle v^2 \rangle, \langle w^2 \rangle$	Variance des composantes de la vitesse associées à $x, y, z$
$u'$	Valeur <i>rms</i> de la vitesse longitudinale
$\tilde{U}, \tilde{V}, \tilde{W}$	Moyenne de phase des composantes $U, V, W$ de la vitesse
$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$	Moyenne de phase des composantes fluctuantes $u, v, w$ de la vitesse
$u'', v'', w''$	Fluctuation aléatoire de vitesse par rapport aux moyennes de phase
$x_S$	Position longitudinale du point de décollement
$\langle U _{x_S} \rangle, \langle V _{x_S} \rangle, \langle W _{x_S} \rangle$	Moyenne conditionnelle des composantes de la vitesse $U, V, W$ sachant $x_S$
$u_C, v_C, w_C$	Composantes de la vitesse fluctuante estimées par estimation stochastique
$\Phi_{a_1-a_2}$	Phase calculée à partir des deux premiers coefficients aléatoires <i>POD</i>
$\xi$	Distance longitudinale au bord d'attaque droit de la plaque épaisse
$\xi_R$	Longueur moyenne de la zone décollée sur plaque épaisse
$\delta_{99}$	Épaisseur de couche limite
$\rho$	Masse volumique

## Abréviations

<i>DSP</i>	Densité Spectrale de Puissance
<i>EPOD</i>	Extended Proper Orthogonal Decomposition
<i>FTLE</i>	Finite Time Lyapounov Exponent
<i>HS – PIV</i>	High Speed Particule Image Velocimetry
<i>pdf</i>	probability density function
<i>PIV</i>	Particule Image Velocimetry
<i>POD</i>	Proper Orthogonal Decomposition
<i>SE</i>	Stochastic Estimation
<i>S – LSE</i>	Spatial - Linear Stochastic Estimation
<i>S – QSE</i>	Spatial - Quadratic Stochastic Estimation
<i>ST – LSE</i>	Spatio Temporal - Linear Stochastic Estimation
<i>ST – QSE</i>	Spatio Temporal - Quadratic Stochastic Estimation

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Etude bibliographique</b>	<b>9</b>
2.1	Ecoulements caractéristiques de l'aérodynamique automobile . . . . .	10
2.1.1	Sillages tridimensionnels . . . . .	10
2.1.2	Interaction de type sillage moyen bidimensionnel avec une couche limite . . . . .	16
2.1.3	Cas de la zone décollée sur plaque épaisse . . . . .	21
2.2	Relation pression/vitesse des écoulements de paroi . . . . .	22
2.2.1	Lien entre la pression pariétale et les structures de l'écoulement . . . . .	22
2.2.2	Recherche de la cohérence des écoulements . . . . .	25
2.2.3	Analyse des champs de vitesse instantanés ou des champs de vitesse conditionnés/estimés par la pression pariétale . . . . .	28
2.3	Synthèse . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Dispositif expérimental, instrumentation et techniques de mesure</b>	<b>41</b>
3.1	Soufflerie Eole . . . . .	42
3.1.1	Caractéristiques aérodynamiques de la soufflerie Eole . . . . .	42
3.1.2	Caractéristiques acoustiques de la soufflerie . . . . .	43
3.2	Approche retenue - Dispositif expérimental . . . . .	43
3.2.1	Approche retenue . . . . .	43
3.2.2	Configuration de la veine d'essais . . . . .	44
3.2.3	Obstacle . . . . .	45
3.2.4	Plaque épaisse . . . . .	47
3.2.5	Choix technologiques pour la mesure de pression pariétale . . . . .	48
3.2.6	Système de coordonnées . . . . .	49
3.3	Mesure de la pression . . . . .	49
3.3.1	Système d'acquisition . . . . .	49
3.3.2	Capteur de pression moyenne . . . . .	49
3.3.3	Microphones à électret . . . . .	50
3.3.4	Capteurs différentiels de pression fluctuante . . . . .	52
3.3.5	Correction fréquentielle des signaux de pression . . . . .	54
3.3.6	Correction temporelle des signaux de pression . . . . .	55
3.3.7	Microphones champ lointain . . . . .	56
3.4	Métrologie dédiée à l'observation de la structure de l'écoulement - Mesure du lien pression/vitesse . . . . .	57
3.4.1	Visualisations pariétales . . . . .	57
3.4.2	Particule Image Velocimetry ( <i>PIV</i> ) . . . . .	57
3.4.3	Post-traitement des données de vitesse . . . . .	59
3.4.4	Synchronisation des mesures pression/vitesse . . . . .	60
3.4.5	Procédure d'acquisition pour les mesures couplées - Disposition des capteurs . . . . .	61
3.4.6	Validation de la mesure de pression fluctuante en présence d'ensemencement . . . . .	63
3.5	Synthèse . . . . .	64

<b>4</b>	<b>Choix des méthodologies d'analyse</b>	<b>65</b>
4.1	Exploitation des mesures de pression multi-point . . . . .	66
4.1.1	Evolution spatiale de statistiques en un point : coefficient de pression moyenne ( $C_p$ ) et fluctuante ( $C_p'$ ) et densité spectrale de puissance ( $DSP$ ) . . . . .	66
4.1.2	Evolution spatiale de statistiques en deux points : phases, interspectres et cohérences . . . . .	66
4.1.3	Proper Orthogonal Decomposition ( $POD$ ) . . . . .	67
4.2	Exploitation des mesures de vitesse par $PIV$ . . . . .	69
4.2.1	Mesures $PIV$ non résolues en temps . . . . .	69
4.2.2	Mesures $HS - PIV$ . . . . .	69
4.3	Exploitation des mesures simultanées pression/vitesse . . . . .	72
4.3.1	Mise en évidence du lien pression/vitesse - Corrélations pression/vitesse . . . . .	72
4.3.2	Caractérisation du lien pression/vitesse - Estimation stochastique . . . . .	73
4.3.3	$EPOD - SE$ : développement analytique . . . . .	75
4.3.4	Optimisation de la détection du lien pression/vitesse . . . . .	78
4.4	Synthèse . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Caractérisation générale de l'écoulement : interaction sillage disque/paroi</b>	<b>85</b>
5.1	Analyse aérodynamique : définition de trois régimes d'écoulement . . . . .	86
5.1.1	Interaction sillage/paroi fonction du paramètre $H/D$ . . . . .	86
5.1.2	Interaction « faible » ( $H/D = 1.75$ ) . . . . .	86
5.1.3	Interaction « forte » ( $H/D = 0.75$ ) . . . . .	86
5.1.4	Interaction « massive » ( $H/D = 0,3$ ) . . . . .	91
5.2	Lien à la mesure de pression pariétale . . . . .	98
5.2.1	Evolutions longitudinale et transversale de la pression moyenne . . . . .	98
5.2.2	Evolution longitudinale et transversale de la pression fluctuante . . . . .	100
5.2.3	Structures d'écoulement mises en jeu - Contenu fréquentiel des signaux de pression	101
5.3	Transition complexe autour de $H_c/D$ critique . . . . .	106
5.4	Synthèse . . . . .	107
<b>6</b>	<b>Analyse physique des interactions modérées à fortes : <math>H/D &gt; H/D_{critique}</math></b>	<b>109</b>
6.1	Analyse de l'interaction - Influence du lâcher tourbillonnaire . . . . .	111
6.1.1	Analyse spécifique de la signature en pression . . . . .	111
6.1.2	Observation du comportement global du sillage dans le plan de symétrie . . . . .	112
6.1.3	Analyse dans un plan rasant . . . . .	115
6.1.4	Analyse des vitesses de convection - corrélations pression/pression en deux points	119
6.2	Mise en évidence du lien pression/vitesse . . . . .	119
6.2.1	Corrélations pression/vitesse analysées dans le plan de symétrie . . . . .	119
6.2.2	Analyse dans un plan rasant . . . . .	124
6.2.3	Conclusion . . . . .	126
6.3	Comparaison des méthodes d'Estimation Stochastique ( $SE$ ) . . . . .	126
6.3.1	Rappel de la méthodologie . . . . .	126
6.3.2	Optimisation de la détection du lâcher tourbillonnaire - Prise en compte des propriétés spatio-temporelles du signal de pression . . . . .	127
6.3.3	Comparaison des résultats obtenus avec les différentes méthodes . . . . .	129
6.3.4	Spectres de vitesse reconstruite . . . . .	132
6.4	Identification des structures d'écoulement corrélées à la pression . . . . .	135
6.4.1	Séparation des différentes phases du lâcher tourbillonnaire . . . . .	135
6.4.2	Structures cohérentes du sillage - Moyennes de phase des champs de vitesse et de pression . . . . .	139
6.4.3	Caractérisation du lien entre structures de l'écoulement et la signature en pression	144
6.4.4	Identification de phases favorables à l'apparition du décollement . . . . .	147

6.4.5	Conclusion . . . . .	155
6.5	Analyse du champ acoustique rayonné en champ lointain . . . . .	155
6.5.1	Contexte et motivations . . . . .	155
6.5.2	Emergence du signal acoustique . . . . .	156
6.5.3	Analyse du lien entre les pressions acoustique et pariétale - Corrélation $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$ . . . . .	156
6.5.4	Identification des zones sources acoustiques de l'écoulement (corrélations $P_{acou}/vitesse$ ) . . . . .	160
6.5.5	Conclusion . . . . .	162
6.6	Synthèse . . . . .	163
<b>7</b>	<b>Analyse physique des interactions massives : <math>H/D &lt; H/D_{critique}</math></b> . . . . .	<b>165</b>
7.1	Analyse du comportement global du sillage . . . . .	167
7.1.1	Couplage entre le sillage proche du disque et le décollement tridimensionnel instationnaire en paroi . . . . .	167
7.1.2	Changement de regime de battement - Destruction de l'axisymétrie moyenne du sillage . . . . .	169
7.1.3	Transition dans la région du point de décollement . . . . .	172
7.2	Lien pression/vitesse associé à l'instationnarité du point de décollement . . . . .	174
7.2.1	Domination de l'instationnarité du point de décollement sur la signature en pression proche de $S_1$ . . . . .	174
7.2.2	Analyse des corrélations pression/vitesse . . . . .	176
7.2.3	Propriétés spatio-temporelles du point de décollement - Outils d'analyse Lagrangien . . . . .	178
7.2.4	Application à l'étude des fluctuations de vitesse . . . . .	182
7.2.5	Application à l'étude des fluctuations de pression dans la zone proche du décollement . . . . .	184
7.2.6	Application à l'analyse des corrélations pression/vitesse - Moyennes conditionnelles du champ de vitesse et de pression . . . . .	186
7.2.7	Identification de structures corrélées à la pression . . . . .	187
7.3	Lien pression/vitesse en aval de $S_1$ - Battement transversal du sillage . . . . .	193
7.3.1	Corrélations pression/vitesse - Analyse dans un plan rasant . . . . .	193
7.3.2	Détection de la phase associé au battement transversal du sillage . . . . .	194
7.3.3	Identification de structures cohérentes corrélés à la pression - Moyenne de phase . . . . .	197
7.3.4	Caractérisation du lien entre les structures cohérentes et la signature en pression . . . . .	202
7.3.5	Décorrélation entre l'instationnarité du point de décollement et le battement transverse du sillage . . . . .	202
7.4	Lien au champ acoustique rayonné en champ lointain . . . . .	205
7.5	Synthèse . . . . .	207
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b> . . . . .	<b>209</b>
<b>A</b>	<b>Dimensionnement et validation du dispositif de mesure de pression fluctuante</b> . . . . .	<b>213</b>
A.1	Détermination expérimentale de la longueur de tube $L$ nécessaire à l'atténuation du signal . . . . .	214
A.2	Détermination du volume tampon $V$ équivalent . . . . .	214
A.2.1	Validation du système . . . . .	215
<b>B</b>	<b>Validation de la correction temporelle des signaux de pression</b> . . . . .	<b>216</b>
B.1	Principe de la méthode . . . . .	216
B.1.1	Contexte . . . . .	216
B.1.2	Obtention de la réponse impulsionnelle du système de mesure . . . . .	216
B.2	Application aux capteurs de pression différentiels et aux microphones à électret . . . . .	216
B.3	Validation de la méthode . . . . .	218
B.3.1	Méthode de validation . . . . .	218

---

B.3.2	Comparaison du gain pour les méthodes temporelles et fréquentielles . . . . .	218
B.3.3	Comparaison de la phase pour les méthodes temporelles et fréquentielles . . . . .	219
<b>C</b>	<b>Analyse de l'influence du pied du disque</b>	<b>222</b>
C.1	Fréquences caractéristiques présentes dans le sillage du pied . . . . .	223
C.2	Importance relative du sillage du pied pour les trois types d'interaction . . . . .	223
<b>D</b>	<b>Validation de la <i>SE</i> basée sur un signal de vitesse aléatoire</b>	<b>228</b>
D.1	Principe de la méthode . . . . .	228
D.2	Comparaison des champs de vitesse reconstruit . . . . .	228
<b>E</b>	<b>Influence de la zone décollée amont sur l'interaction sillage/paroi</b>	<b>230</b>
E.1	Caractéristique de l'écoulement sans disque . . . . .	231
E.1.1	Description de l'écoulement sur la plaque . . . . .	231
E.1.2	Caractéristiques de la zone décollée . . . . .	231
E.2	Ajout du disque - Analyse de l'aérodynamique moyenne et fluctuante . . . . .	233

# Chapitre 1

## Introduction

En aérodynamique automobile, les écoulements sont caractérisés par des structures fortement décollées, tridimensionnelles et instationnaires qui sont à l'origine de la traînée du véhicule et de la génération de bruit. La traînée étant directement reliée à la consommation, la compréhension et le contrôle de l'écoulement autour du véhicule est un enjeu important que ce soit d'un point de vue environnemental ou économique. Les régions décollées présentent des caractéristiques diverses, avec par exemple, des régions de sillage de type « culot droit » où une zone de dynamique moyenne faible est bordée d'une couche de mélange siège de forts cisaillements. Un tel sillage se rencontre à l'arrière du véhicule avec une échelle proche de celle du véhicule pour certains angles de lunettes arrières. On le rencontre également en aval des rétroviseurs latéraux et l'on sait que l'impact de ces rétroviseurs sur l'aérodynamique et l'aéroacoustique globale du véhicule est loin d'être négligeable. On distingue aussi des régions de type bulbes de décollement en interaction avec une paroi dont les instabilités de type « flapping » ou « shedding » sont bien caractérisées en fonction des caractéristiques moyennes de la région décollée. Le dernier type de région décollée présente un fort caractère tridimensionnel résultant d'un enroulement de nappe tourbillonnaire sur des géométries présentant un dérapage. Ces tourbillons « coniques », présents à toutes les échelles du véhicule (lunette arrière, rétroviseurs, soubassement, ...), sont caractérisés par une vitesse axiale importante et une grande sensibilité aux gradients de pression adverses.

Sur le plan de l'aéroacoustique, les forts cisaillements associés aux zones de mélange des situations décrites précédemment se traduisent par un bruit à relativement haute fréquence rayonné vers l'extérieur. Par ailleurs les fluctuations à grande échelle présentes dans ces mêmes situations se traduisent par des fluctuations de pression pariétales de type hydrodynamique à fréquence plus faible associées à l'advection des structures tourbillonnaires. Dans de nombreux cas en aérodynamique automobile, les structures tourbillonnaires issues des différents types de régions décollées entrent en interaction avec un impact sur le bruit émis et les fluctuations de pression pariétale. L'ensemble des contributions doivent être prises en compte pour comprendre les mécanismes à l'origine de fluctuation de pression acoustique ou de pression hydrodynamique à la surface du corps.

Au cours de ce travail, le premier objectif est de définir et d'étudier une configuration modèle générique pour l'aérodynamique des transports terrestres. Un écoulement typique de l'aérodynamique automobile est l'écoulement autour du rétroviseur qui met en jeu une interaction entre un sillage instationnaire tridimensionnel, des zones d'écoulement décollé et une paroi. Il existe dans ce cas une interaction complexe entre les structures lâchées de la zone décollée proche du montant de baie et les structures du sillage. Les fluctuations de pression induites sur les vitrages par les structures tourbillonnaires génèrent du bruit dans l'habitacle. Pour effectuer l'analyse du bruit transmis, l'ensemble des contributions de l'écoulement doivent être prises en compte. La compréhension et l'analyse de ces phénomènes sont les premières motivations de cette thèse effectuée dans le cadre du Centre National de Recherche Technologique en Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres (*CNRT R2A*).

La configuration choisie doit mettre en jeu des phénomènes aérodynamiques et aéroacoustiques proches de ceux existant dans la zone du rétroviseur mais aussi avoir une géométrie simple et des



paramètres de contrôle facilement ajustables pour permettre l'exploration de différents types d'écoulements pertinents pour l'aérodynamique automobile. Afin de rester représentatif de la configuration rétroviseur, un obstacle axisymétrique est préféré à la mise en place d'un barreau bidimensionnel. Le disque est choisi, car placé dans un écoulement uniforme, il constitue un modèle intéressant de sillage tridimensionnel avec le décollement fixé sur toute sa circonférence indépendamment du nombre de Reynolds. Cela permet de simplifier grandement l'analyse de la structure du lâcher tourbillonnaire (Berger *et al* 1990 [10]). L'axisymétrie moyenne de l'écoulement n'est évidemment plus valide lorsque le disque est placé près d'une paroi. Un des objectifs de l'étude est de comprendre comment cette situation modèle est modifiée par la présence de la paroi. Plusieurs types d'interactions à échelles temporelles et spatiales différentes, pourront être mises en évidence en fonction d'un paramètre fondamental de l'étude qui est la distance  $H$  entre l'obstacle et la paroi. La gamme de variation de ce paramètre devra être suffisamment large pour à la fois intégrer l'ensemble des interactions sillage proche paroi, et retrouver les conditions de sillage en écoulement libre. Comme énoncé précédemment, on note dans le domaine de l'automobile une forte influence des régions décollées, c'est pourquoi on étudiera la sensibilité des interactions à une perturbation amont de type zone décollée. Une base de donnée intégrant la gamme de variation de  $H$  ainsi que l'influence de la zone décollée amont a été constituée.

Un autre objectif de ce travail est de développer une analyse instationnaire des structures de l'écoulement pour comprendre les mécanismes générateurs de pression acoustique ou de pression pariétale. On sait notamment qu'il existe un lien fort entre les structures de l'écoulement et les propriétés spatio-temporelles des signaux de pression pariétale. En d'autres termes, les sources de pression pariétales sont fortement liés aux structures de l'écoulement. Afin de détecter et comprendre un tel couplage, il est nécessaire de développer ou mettre en oeuvre des moyens d'essais modernes tels que la mesure synchronisée pression/vitesse ou la mesure  $HS - PIV$  (High Speed - Particule Image Velocimetry). A partir de ces données mesurées, on met en place des moyens d'analyse permettant une meilleure perception des écoulements. Les corrélations vitesse/vitesse ou pression/vitesse sont utilisées pour caractériser l'écoulement de façon globale et obtenir des informations (niveau, phase, ...) sur le lien pression/vitesse.

Pour réaliser une analyse instationnaire entre les structures cohérentes de l'écoulement et la signature en pression à la paroi, un des enjeux important de la thèse est de réussir à extraire de la cohérence de cet écoulement complexe tridimensionnel, à l'aide de mesures de vitesse dans différents plans et des mesures de pression multi-points. Par le passé, des études ont pu mettre en évidence de telles structures cohérentes pour des écoulements bidimensionnels en moyenne (cylindre « infini », marche descendante) à l'aide de moyenne conditionnelles ou moyennes de phase ainsi que par des méthodes d'estimation stochastique. Ces méthodes d'estimation présentent l'avantage de pouvoir aussi caractériser le lien entre le champ de vitesse et la grandeur utilisée pour l'estimation (la pression dans notre cas). Au cours de cette thèse, différents outils d'estimation stochastique basés sur les corrélations pression/vitesse sont développés dans ce but.

Plusieurs études d'obstacles proches d'une paroi ont montré l'importance de l'approche topologique pour l'analyse du couplage instationnaire entre les structures de l'écoulement et les fluctuations de pression pariétale. L'organisation des points singuliers de l'écoulement (associés aux structures) est en effet liée à l'organisation des sources de pression. Il se pose alors la question de la détection précise des structures. Les structures cohérentes, mises en évidence par les méthodes conditionnelles, sont captées à l'aide de critères de détection Eulériens classiques. Pour aborder la structuration d'un écoulement instationnaire, on se demande si ces critères sont suffisants. Haller 2001 [34] précise que les caractéristiques locales et instantanées ne sont pas suffisantes pour déterminer une dynamique Lagrangienne à temps fini. Il propose le critère  $FTLE$  pour caractériser la persistance des structures topologiques en suivant la trajectoire des particules fluides et définir de manière Lagrangienne les structures d'écoulement. Cette méthode est appliquée à notre cas pour effectuer le suivi des structures de l'écoulement et comprendre plus finement le lien entre la pression pariétale et la vitesse dans un écoulement tridimensionnel complexe.

L'étude bibliographique du chapitre 2 permet de placer l'étude de l'interaction sillage disque/paroi

---

dans le contexte de l'interaction sillage/paroi en aérodynamique automobile. Une attention particulière est aussi portée à l'analyse du lien pression/vitesse mis en jeu lors d'une interaction d'un écoulement avec une paroi. Le chapitre 3 montre les moyens et techniques de mesures mis en oeuvre pour la compréhension de l'écoulement. La mesure synchronisée de vitesse par Particule Image Velocimetry (*PIV*) (ou High Speed *PIV* (*HS-PIV*)), de pression fluctuante pariétale et de pression acoustique en champ lointain a été mise en place. La réalisation des mesures synchronisées pression/vitesse a constitué un enjeu important de la thèse, car elles permettent le développement d'outils pour l'analyse du lien pression/vitesse.

Les méthodologies d'analyse sont exposées dans le chapitre 4. Une analyse corrélatoire en temps et en espace est tout d'abord présentée sur les données synchronisées de vitesse, pression fluctuante pariétale et acoustique. Son objectif est la compréhension de l'écoulement et des mécanismes pilotes de l'interaction sillage/paroi. Ces outils d'analyse sont ensuite prolongés par une analyse de type Estimation Stochastique (*SE*). Les fluctuations de vitesse sont estimées à partir du signal de pression fluctuante mesuré en paroi ou en champ lointain. Afin d'optimiser l'estimation, il est possible de tenir compte des propriétés spatio-temporelles du signal de pression fluctuante, ainsi que des termes quadratiques de pression. Au total, quatre techniques d'estimation stochastique ont été mises au point.

Le chapitre 5 met en évidence l'influence de la distance disque/paroi (paramètre  $H/D$ ) sur les caractéristiques d'interaction sillage/paroi. Une valeur critique  $H/D_c$  est définie pour séparer, les écoulements associés à des interactions marquées par la convection des structures cohérentes du sillage ( $H/D > H/D_c$ ), des écoulements avec décollement tridimensionnel instationnaire fixé en aval du disque ( $H/D \leq H/D_c$ ). Les outils développés sont par la suite utilisés pour l'analyse de l'interaction sillage disque/paroi de part et d'autre de la valeur critique  $H/D_c$  (chapitres 6 et 7). La transition entre les deux types d'écoulement sera traitée au cours des différents chapitres de la thèse. Elle est complexe car elle est liée à la formation des structures cohérentes du sillage.



# Chapitre 2

## Etude bibliographique

L'écoulement dans la zone proche du rétroviseur, constitué d'un sillage tridimensionnel et d'une zone décollée en interaction avec une paroi, est caractéristique des écoulements de l'aérodynamique automobile. Le premier objectif de ce travail est de définir une configuration modèle représentative de cette configuration, c'est pourquoi le début de l'étude bibliographique est consacrée à l'explication du choix du disque comme obstacle. Les caractéristiques du sillage de disque en écoulement libre sont alors présentées pour permettre de comprendre par la suite l'influence de la paroi sur le développement du sillage.

Beaucoup des études déjà menées, dédiées à l'interaction d'un sillage type *bluff body* (corps à faible rapport d'aspect) avec une paroi, concernent les écoulements bidimensionnels en moyenne induits par des cylindres parallèles à la paroi. Les cas des cylindres « infinis » (à base carrée ou circulaire) proches d'une paroi, sont présentés.

Enfin, l'influence des zones décollées étant très important en aérodynamique automobile, on s'intéressera à la topologie des écoulements décollés ainsi qu'à l'exemple de zone décollée sur plaque épaisse qui sera utilisée lors des essais pour étudier la sensibilité de l'interaction sillage/paroi à une perturbation amont.

On étudiera ensuite plus particulièrement le lien pression/vitesse dans le cas d'écoulements instationnaires en présence de parois. Le lien entre les structures cohérentes de l'écoulement et la signature en pression sera mis en évidence. A partir de ce constat, on cherche des méthodes existantes pour extraire la cohérence dans les écoulements complexes instationnaires. Enfin, on présente les outils à notre disposition pour détecter précisément les structures, avec pour objectif, la structuration instationnaire de l'écoulement.

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Écoulements caractéristiques de l'aérodynamique automobile . . . . .</b>	<b>10</b>
2.1.1	Sillages tridimensionnels . . . . .	10
2.1.2	Interaction de type sillage moyen bidimensionnel avec une couche limite . . . . .	16
2.1.3	Cas de la zone décollée sur plaque épaisse . . . . .	21
<b>2.2</b>	<b>Relation pression/vitesse des écoulements de paroi . . . . .</b>	<b>22</b>
2.2.1	Lien entre la pression pariétale et les structures de l'écoulement . . . . .	22
2.2.2	Recherche de la cohérence des écoulements . . . . .	25
2.2.3	Analyse des champs de vitesse instantanés ou des champs de vitesse conditionnés/estimés par la pression pariétale . . . . .	28
<b>2.3</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>40</b>

---

## 2.1 Écoulements caractéristiques de l'aérodynamique automobile

### 2.1.1 Sillages tridimensionnels

#### 2.1.1.1 Choix du disque

La caractéristique principale à respecter pour le sillage de l'obstacle est la tridimensionnalité de l'écoulement afin de se rapprocher de la configuration véhicule. A partir de là, différentes formes sont possibles telles que la sphère, la demi-sphère, le disque ou même des formes respectant strictement les proportions d'un rétroviseur de série. Le premier objectif de la thèse est de proposer une configuration modèle d'écoulement de sillage en interaction avec une paroi où l'on peut développer une analyse instationnaire des structures de l'écoulement. On exclue tout d'abord les géométries d'obstacle trop compliquées où les structures d'écoulement seraient trop complexes.

Un disque placé dans un écoulement uniforme constitue un modèle intéressant de sillage tridimensionnel car le décollement est fixé sur toute sa circonférence indépendamment du nombre de Reynolds. Cela permet de simplifier grandement l'analyse de la structure du lâcher tourbillonnaire (Berger *et al* 1990 [10]). Le lâcher tourbillonnaire étant à l'origine des fluctuations de force à la surface du disque, on retrouve sur la figure 2.1 que la traînée du disque est peu sensible aux variations du nombre de Reynolds dans notre gamme d'utilisation ( $Re \sim 10^5$ ). Au contraire, on observe sur la même figure que le coefficient de traînée d'une sphère dépend fortement du nombre de Reynolds. On choisit donc le disque comme obstacle au-dessus de la paroi.

L'axisymétrie du disque permet d'obtenir l'interaction d'un sillage tri-dimensionnel avec une paroi représentative de l'écoulement autour du rétroviseur. Le diamètre  $D$  du disque est fixé à  $50\text{mm}$  et la vitesse de l'écoulement amont est fixée à  $U_\infty = 40\text{m/s}$  pour obtenir un nombre de Reynolds élevé (basé sur le diamètre  $D$ ) et donc un écoulement pleinement turbulent. Selon la distance du disque par rapport à la paroi, les structures cohérentes du sillage vont interagir plus ou moins avec la paroi. L'analyse des structures présentes dans le sillage d'un disque en écoulement libre est réalisé ensuite dans le but de comprendre comment la présence de la paroi peut affecter le développement du sillage. A notre connaissance, aucune étude de sillage de disque ou d'autres sillages d'obstacle tri-dimensionnel placés au-dessus d'une paroi à une distance  $H$  ne sont présentes dans la littérature. Des études d'obstacles tri-dimensionnels montés en paroi (cylindre) existent cependant mais on verra par la suite que la présence d'un débit entre l'obstacle et la paroi est un paramètre fondamental de l'interaction.

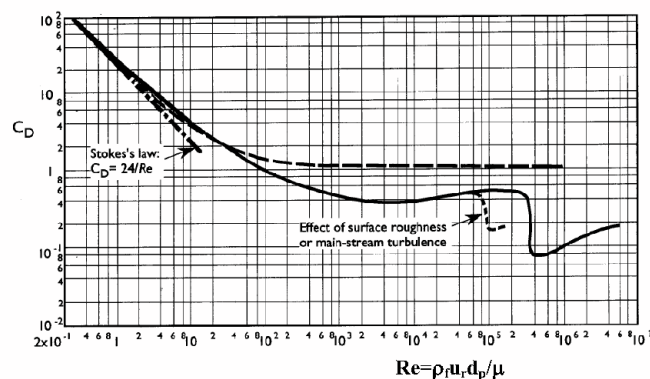


FIG. 2.1 – Evolution du coefficient de traînée  $C_D$  du disque (---) et de la sphère (—) en fonction du nombre de Reynolds. Données tirées du Handbook (Faculty of Engineering - University of Bristol)

### 2.1.1.2 Sillage de disque en écoulement libre

Fuchs *et al* 1979 [29] effectuent un lien entre les écoulements de types jet et sillage, dont l'axisymétrie moyenne implique des similarités importantes à une position longitudinale donnée. En effet, lorsque la position longitudinale est fixée, aucune direction n'est privilégiée pour la propagation des perturbations, et un niveau de cohérence spatiale très important est observé. Une différence fondamentale concerne l'évolution des caractéristiques au cours de la convection des structures. Pour les écoulements de type jet, l'appariement des tourbillons voisins est responsable d'un processus de cascade inverse, où les plus petites échelles sont converties de manière continue en échelles plus grandes lorsqu'elles sont convectées vers l'aval. Ceci implique que la caractéristique spectrale principale associée aux grandes structures évolue considérablement avec la position longitudinale. Au contraire, cette caractéristique reste constante pour les écoulements de type sillage, et l'idée d'une allée tourbillonnaire régulière est beaucoup plus appropriée dans ce cas. A un nombre de Reynolds de  $5 \times 10^4$ , les densités spectrales de puissance basées sur la mesure de vitesse mettent en évidence une fréquence très marquée à  $St = f \times D/U_\infty = 0.135$  ( $D$  diamètre du disque). Les forces fluctuantes agissant sur le disque sont principalement associées à la formation de grandes structures cohérentes, tandis que les petites échelles turbulentes ont peu d'effet direct.

Fuchs *et al* 1979 [29] constatent ainsi que dans le chaos apparent des écoulements axisymétriques, il existe des structures turbulentes bien organisées, de nature similaire à celles existant dans une allée tourbillonnaire de type Karman. A une position longitudinale donnée, ils observent un niveau de cohérence plus important entre deux points du bord du sillage situés à  $180^\circ$  qu'à  $30^\circ$ . Ils en concluent que le caractère d'anti-phase du lâcher tourbillonnaire observé de chaque côté du sillage d'un cylindre bidimensionnel, est conservé pour le cas du sillage axisymétrique du disque. Un battement (ou « flapping ») de l'ensemble du sillage est associé à cette caractéristique mais contrairement à la configuration bidimensionnelle, le battement d'ensemble change continuellement d'orientation de façon aléatoire.

Berger *et al* 1990 [10] supportent le même point de vue en affirmant pour des nombres de Reynolds comparables ( $1.5 \times 10^4 < Re < 3.10^5$ ) que le lâcher tourbillonnaire pour un corps axisymétrique est aléatoire sur la circonférence et que la formation des tourbillons s'effectue en anti-phase à  $180^\circ$ . Ils montrent que le sillage du disque et de la sphère présentent des caractéristiques très similaires et soulignent que le sillage du disque est particulièrement peu sensible au nombre de Reynolds, du fait du décollement fixé sur l'arête de la face avant. En utilisant des mesures de vitesse multi-points et des mesures de pression à différentes position de la circonférence dans le sillage, trois instabilités sont mises en évidence dans le sillage proche des corps axisymétriques :

- ⇒ la pulsation axisymétrique de la bulle de recirculation à une fréquence basse  $f_1(St_1 = f_1 D/U_0 = 0.05)$  appelée aussi « pompage », qui n'est pas associée à la formation de structures tourbillonnaires de type anneaux
- ⇒ une structure hélicoïdale anti-symétrique fortement cohérente à la fréquence  $f_2(St_2 = 0.135)$
- ⇒ une instabilité haute fréquence de la couche cisailée  $f_3(St_3 = 1.62)$  à l'origine de la formation des structures tourbillonnaires en forme d'anneau.

Les structures générées à  $St_2 = 0.135$  ont une forme d'anneau et ont tendance à s'incliner et à interagir entre elles ce qui montre que l'instabilité de pompage n'est pas totalement découplée des autres. Des visualisations de l'écoulement montrent que la structure instantanée antisymétrique est hélicoïdale, et se développe à partir de la position du maximum de fluctuation de vitesse. Fuchs *et al* 1979 [29] observent que ce maximum de fluctuation se situe légèrement en amont du point de stagnation où le sillage du disque se referme, et que le niveau de fluctuation de pression à la même position atteint 12% de la pression dynamique  $1/2\rho U_\infty^2$ .

De la même façon, Achenbach 1974 [2] suggère que le processus de lâcher tourbillonnaire derrière un tel corps a l'apparence d'une seule structure hélicoïdale. Il observe cependant le fait que la présence de

tourbillons non refermés dans le plan normal à l'axe d'axisymétrie du sillage entraîne une violation du théorème de circulation de Kelvin. Des visualisations réalisées par Miao *et al* 1997 [56] montrent aussi que les anneaux dans le plan normal à l'écoulement amont ne sont pas refermés et ont une forme en  $U$ . Les structures générées sont connectées les unes aux autres et ont donc une structure tridimensionnelle (figure 2.2). Berger *et al* 1990 [10] associent le développement de la structure hélicoïdale à la violation du théorème de Kelvin par la diffusion turbulente au niveau de la transition couche cisailée laminaire-turbulente. Proche de l'extrémité fine du disque, les instabilités de type Kelvin-Helmholtz de la couche cisailée satisfont à la conservation de la circulation, et au niveau de la transition turbulente, le théorème n'est plus vérifié du fait de la viscosité turbulente. L'instabilité hélicoïdale s'établit ainsi à une fréquence très inférieure à  $St_3$ . Afin de vérifier l'axisymétrie moyenne de l'écoulement, ils proposent que les structures tourbillonnaires hélicoïdales existent par fragment avec un signe positif ou négatif.

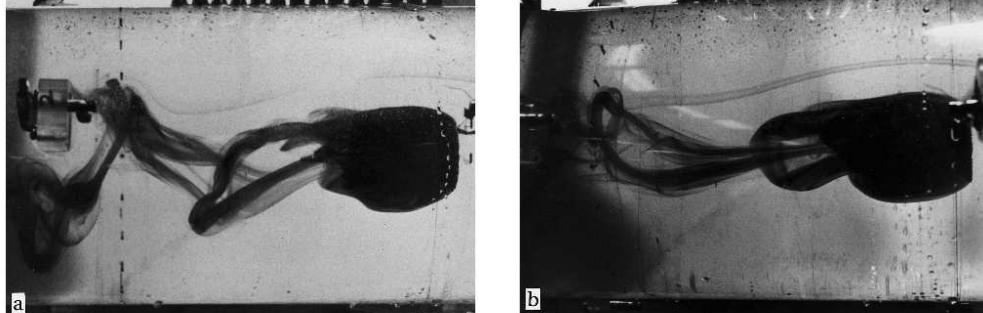


FIG. 2.2 – Visualisations du sillage de disque en écoulement libre à  $Re = 10^3$  - Miao *et al* 1997 [56].

En utilisant des mesures de vitesse en deux points, à différentes positions de la circonférence d'un disque, et en réalisant des moyennes conditionnelles, Lee and Bearman 1992 [48] ont pu différencier, pour un nombre de Reynolds de  $1.4 \cdot 10^5$ , la structure de lâcher tourbillonnaire (structure hélicoïdale) en des modes positifs et négatifs, avec pour objectif de clarifier la structure du sillage. L'instabilité caractéristique du lâcher tourbillonnaire est ici de  $St = 0.138$ . Ils concluent que le sillage du disque consiste en une succession d'anneaux lâchés de manière continue, à plus ou moins la même fréquence mais avec des orientations différentes. Comme Berger *et al* 1990 [10], Miao *et al* 1997 [56] affirment que cette propriété du lâcher est la seule façon de satisfaire la propriété d'axisymétrie de l'écoulement. Cette symétrie n'est évidemment plus valide lorsque le disque est placé près d'une paroi. Un des objectifs de cette étude est de comprendre comment cette situation modèle est modifiée par la présence de la paroi.

### 2.1.1.3 Caractéristiques de sillage à bas Reynolds - Notion de stabilité

Au cours de ce paragraphe, on présente simplement l'évolution des caractéristiques de sillage de corps axisymétriques en fonction du nombre de Reynolds. Les études citées précédemment ont été réalisées pour des nombres de Reynolds compris entre  $10^3$  et  $10^5$  ce qui correspond à des écoulements fortement turbulents présentant une large gamme de structures. Ces écoulements sont malgré tout dominés par des structures cohérentes.

Afin de mieux comprendre la formation de ces structures, on s'intéresse aux différents états pris par le sillage lorsque le nombre de Reynolds varie de 0 à environ 300. Le changement d'état est appelé une bifurcation et correspond à une modification brusque des caractéristiques du sillage associée à l'augmentation du nombre de Reynolds. Des articles récents s'appuyant sur des calculs *DNS* de l'écoulement, permettent de décrire ces différents états pour des nombres de Reynolds faibles. L'étude théorique de stabilité n'a pas été réalisée au cours de cette thèse, mais l'objectif est ici d'observer la formation des structures bien définies par ces calculs *DNS*.

Le nombre d'états possibles pour un corps axisymétrique est spécialement important du fait de la symétrie spatiale de l'écoulement. On s'intéresse spécifiquement au sillage de la sphère et du disque. En considérant un disque infiniment fin au niveau de sa circonférence, on introduit une singularité de

l'écoulement qui va modifier de manière importante le développement du sillage par rapport au cas de la sphère.

Pour la sphère, une première bifurcation est observée pour  $Re \sim 210$  (Natarajan et Acrivos 1993 [61] ; Fabre *et al* 2008 [28]) qui se traduit par la disparition de l'axisymétrie du sillage. L'écoulement est alors caractérisé par une paire de tourbillons longitudinaux stationnaires présentant une symétrie par rapport à un plan longitudinal passant par l'axe principal et d'orientation arbitraire (figure 2.3 (gauche)). Une portance constante est observée avec une orientation fixe ce qui conduit à définir un état stable (mode *steady state (SS)*).

Une deuxième bifurcation est observée lorsque le nombre de Reynolds atteint  $Re \sim 270$  (Natarajan et Acrivos 1993 [61] ; Fabre *et al* 2008 [28]) ce qui conduit à un écoulement fonction du temps décrit par la figure 2.3 (droite). L'écoulement est encore symétrique par rapport au plan longitudinal passant par l'axe mais des structures tourbillonnaires de signe opposé sont lâchées périodiquement. La portance reste dans une direction fixe mais son amplitude est modulée à la fréquence du lâcher. Ce mode est appelé le mode *reflectional symmetry preserving (RSP)*.

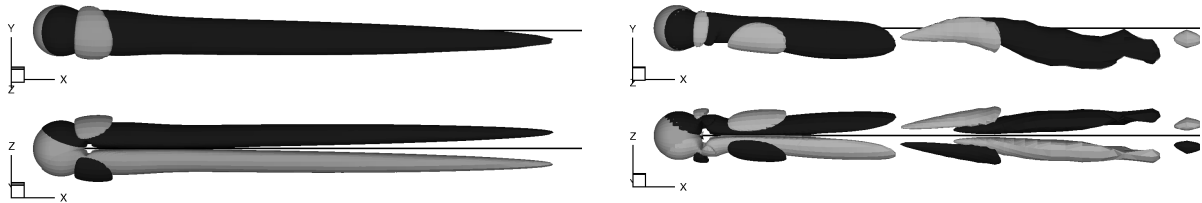


FIG. 2.3 – Evolution des caractéristiques du sillage d'une sphère. Les isosurfaces correspondent à des valeurs positives (gris) et négatives (noir) de la vorticité longitudinale. Fabre *et al* 2008 [28] (gauche) mode *SS* pour  $Re = 250$  ; (droite) mode *RSP* pour  $Re = 280$ .

Pour le disque, la sensibilité au nombre de Reynolds est différente. La première bifurcation s'effectue à un nombre de Reynolds  $Re \sim 115$  (Natarajan et Acrivos 1993 [61] ; Fabre *et al* 2008 [28] ; Meliga *et al* 2009 [55]) ce qui conduit à un mode stable (*SS*) présentant une symétrie par rapport à un plan longitudinal passant par l'axe principal. Ce mode correspond à un déplacement du sillage dans une direction associé à l'apparition d'une paire de tourbillon longitudinaux

Fabre *et al* 2008 [28] et Meliga *et al* 2009 [55] observent une seconde bifurcation à  $Re \sim 121$  où la symétrie par rapport au plan disparaît (figure 2.4). C'est le mode *reflectional symmetry breaking (RSB)*. La structure de sillage est complexe avec les structures périodiquement lâchées qui s'enroulent autour de l'axe principal et qui entraînent un battement du sillage.

Une troisième bifurcation est observée à  $Re \sim 140$  (Fabre *et al* 2008 [28] ; Meliga *et al* 2009 [55]) et correspond à un retour à une symétrie par rapport au plan longitudinal (figure 2.5). C'est le mode *standing wave (SW)*.

Cette brève présentation sur les différents états pris par les sillages de la sphère ou du disque à bas-Reynolds nous permet de mieux comprendre comment les structures de l'écoulement sont générées. De telles études à des nombres de Reynolds plus élevés ne sont pas accessibles par calcul *DNS*. On s'aperçoit cependant que les structures générées à bas Reynolds pour le cas du disque (figures 2.4 et 2.5) semblent assez proches de celles existant à des nombres de reynolds plus élevés ( $Re = 10^3$  sur la figure 2.2).



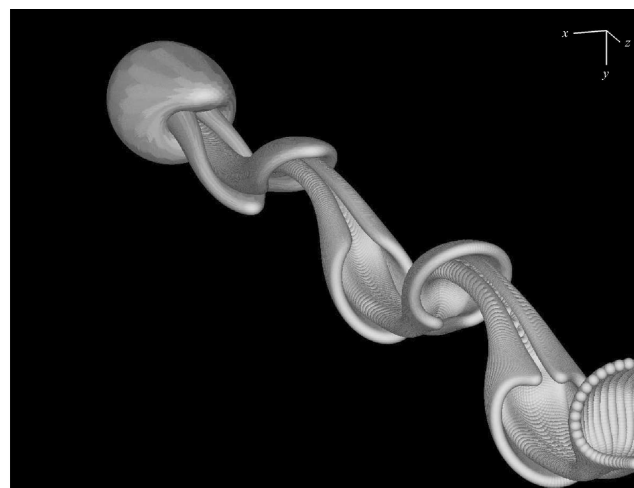
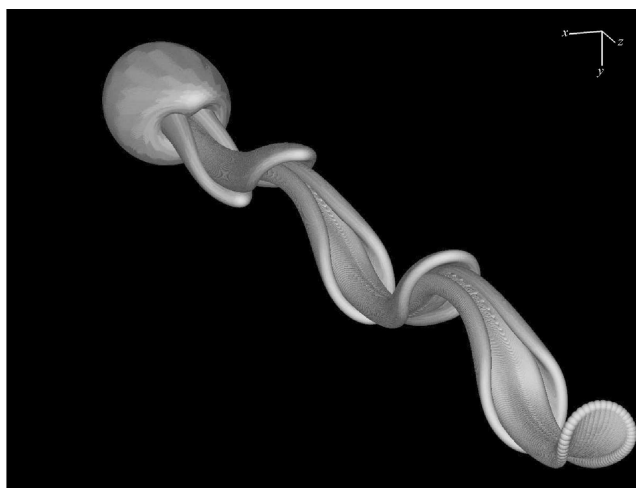
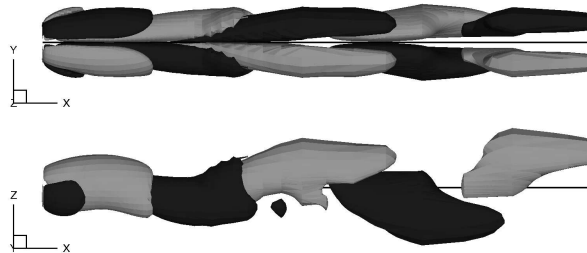
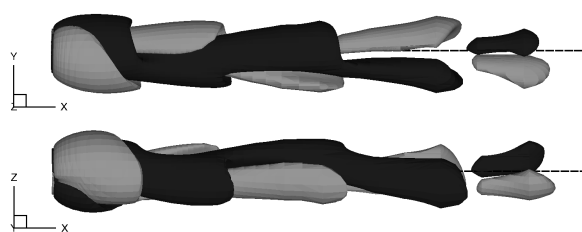


FIG. 2.4 – Structure de sillage pour le mode *RSB* à  $Re = 121$  : (haut) Fabre *et al* 2008 [28] ; (bas) Meliga *et al* 2009 [55].

FIG. 2.5 – Structure de sillage pour le mode *SW* à  $Re = 140$  : (haut) Fabre *et al* 2008 [28] ; (bas) Meliga *et al* 2009 [55].

## 2.1.1.4 Cas du cylindre monté en paroi

L'interaction du sillage de cylindres montés en paroi avec une couche limite est un exemple d'un sillage tridimensionnel en interaction avec une paroi qui a fait l'objet de nombreuses recherches. Lorsque le cylindre est en configuration « infinie », l'écoulement est caractérisé par l'alternance périodique de formation et de lâcher de structures tourbillonnaires de chaque côté du cylindre. Au contraire lorsque le cylindre est monté en paroi, il ne peut plus être considéré comme une structure « infinie », l'écoulement devient tridimensionnel.

Sumner *et al* 2004 [76] ont effectué l'étude du cylindre à base circulaire monté en paroi pour  $Re_D = 6.10^4$  (figure 2.6). Ils ont étudié l'influence de l'allongement (ou rapport d'aspect  $3 < AR < 9$ ) sur le développement du sillage à l'aide de mesures de pression et de vitesse par fil chaud.

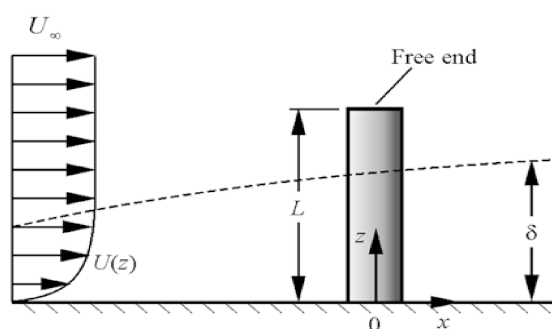


FIG. 2.6 – Représentation schématique du cylindre placé normalement à une paroi (Sumner 2004 [76])

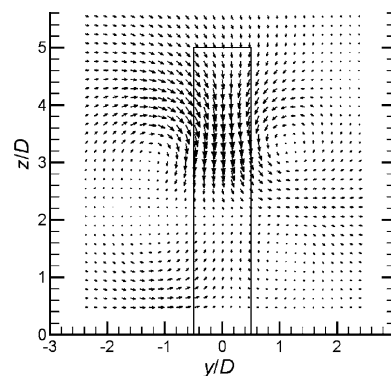


FIG. 2.7 – Champ de vitesse moyen mesuré 6 diamètres en aval d'un cylindre de rapport d'aspect 5 placé normalement à la paroi (Sumner 2004 [76])

L'analyse des champs de vitesse moyenne et de la vorticité longitudinale montre que l'interaction du sillage du cylindre avec la paroi est principalement marquée par l'existence d'une paire de « tip vortex » (tourbillons contrarotatifs liés à l'extrémité libre du cylindre), d'une paire de « base vortex » (liés à la base du cylindre) et d'un déplacement du sillage vers la paroi (figure 2.7). La vorticité liée à la base du cylindre est associée au lâcher tourbillonnaire de type Karman existant pour le cas du cylindre « infini ». Les tourbillons de l'extrémité libre interagissent de façon complexe avec le lâcher tourbillonnaire central de type Karman, si bien que le nombre de Strouhal peut varier le long de la hauteur du cylindre. Cette interaction est sensible à l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  qui se développe en paroi. Pour les cylindres de faible rapport d'aspect, l'écoulement autour de l'extrémité libre peut affecter l'écoulement sur toute la longueur du cylindre. Le processus de lâcher tourbillonnaire de type Karman est alors supprimé. Les tourbillons de l'extrémité libre sont aussi responsable d'un mouvement du fluide vers la paroi appelé « downwash », qui affecte l'écoulement dans la zone proche de l'extrémité du cylindre.

On souhaite comprendre comment ce déplacement de fluide vers la paroi se met en place pour tenter d'effectuer un lien avec la configuration d'interaction sillage disque/paroi. Pour cela il faut analyser les mécanismes d'apparition des tourbillons d'extrémité qui sont associés au déplacement du fluide vers la paroi. Le point d'origine des tourbillons reste un sujet de débat puisque certains pensent qu'il se situe proche de l'extrémité libre, au niveau des points de décollement de la couche limite sur les côtés du cylindre, tandis que d'autres pensent qu'il se situe sur l'arête de l'extrémité libre proche de la face avant. L'interaction d'un mouvement de fluide dirigé vers la paroi proche de l'extrémité libre et d'un mouvement de fluide dirigé vers l'extérieur proche des côtés du cylindre est à l'origine de la formation de la paire de tourbillons. Les deux tourbillons vont engendrer une induction mutuelle dont la conséquence est une importante vitesse dirigée vers la paroi.

Nous avons voulu montrer dans cette partie un exemple de sillage tridimensionnel en interaction avec une paroi. Ce type de sillage présente des caractéristiques trop éloignées du sillage du disque, c'est pourquoi l'analyse bibliographique n'a pas été approfondie dans cette direction. Dans la littérature, l'analyse des interactions de sillage avec une paroi est marqué par des sillages moyens bidimensionnels obtenus en aval de cylindres « infini ». Dans ce cas, la distance entre l'obstacle et la paroi est un paramètre déterminant.

## 2.1.2 Interaction de type sillage moyen bidimensionnel avec une couche limite

### 2.1.2.1 Observations préliminaires

Les obstacles qui génèrent des sillages moyens bidimensionnels sont des cylindres de grand rapport d'aspect  $L/D$ , avec  $L$  la longueur du cylindre et  $D$  la dimension caractéristique de section. L'influence du nombre de Reynolds (basé sur  $D$  et la vitesse amont  $U_\infty$ ) sur le sillage d'un tel obstacle est très importante. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse sa valeur  $Re_c$  critique (47 pour le cylindre circulaire), un lâcher tourbillonnaire se met en place et la tridimensionnalisation du sillage s'établit. Du fait du caractère bidimensionnel de l'obstacle, un battement d'ensemble vertical de la structure de sillage est associé au lâcher tourbillonnaire. La transition vers un sillage turbulent s'effectue pour un nombre de Reynolds plus élevé. Pour le cylindre à base circulaire, Achenbach 1971 [1] identifie quatre régimes différents d'écoulement, en fonction de l'état de la couche limite à la surface du corps : *subcritique*, *critique*, *supercritique* et *transcritique*. La valeur des nombres de Reynolds délimitant chaque régime ne peut être déterminée précisément car elle dépend de paramètres tels que la rugosité du corps ou le niveau de turbulence de l'écoulement amont. Les nombres de Reynolds approximatifs délimitant les régimes sont les suivants :

- ⇒ subcritique  $200 < Re < 1.5 \times 10^5$
- ⇒ critique  $1.5 \times 10^5 < Re < 4 \times 10^5$
- ⇒ supercritique  $4 \times 10^5 < Re < 1 \times 10^7$
- ⇒ transcritique  $Re > 1 \times 10^7$

Dans la gamme de Reynolds du régime subcritique, la couche limite reste laminaire, le coefficient de traînée est quasi-constant et a une valeur proche de 1 – 1.2. La transition de l'écoulement laminaire à un écoulement turbulent dans la couche cisailée s'effectue dans la région de développement du sillage, et remonte en amont vers le cylindre lorsque le nombre de Reynolds augmente. La plupart des études cherchant à analyser l'effet de la proximité d'une paroi sur le sillage instationnaire d'un obstacle bidimensionnel a été réalisée dans le régime subcritique. L'ensemble des études qui seront citées en référence ont été réalisées dans ce régime. Dans cette gamme de Reynolds, le lâcher tourbillonnaire d'un cylindre en écoulement libre est extrêmement régulier, et le nombre de Strouhal reste constant, à approximativement  $St \sim 0.2$ .

Lorsqu'une paroi est proche du cylindre, les forces hydrodynamiques et le comportement du lâcher tourbillonnaire vont dépendre fortement du rapport  $H/D$ ,  $H$  étant la distance à la paroi et  $D$  la dimension caractéristique de section. Le rapprochement de l'obstacle induit aussi une diminution du débit massique entre l'obstacle et la paroi. La forme de la base du cylindre est fondamentale car elle conditionne le lieu de décollement, qui correspond au lieu où la vorticité du sillage est générée (Roshko 1954 [68]). Pour les cylindres à base carrée, le décollement est fixé sur l'arête de la face avant tandis que pour les cylindres à base circulaire, le décollement est susceptible de se déplacer. Pour cette raison notre configuration de disque fin placé normal à la paroi est plus proche de la configuration de cylindre à base carrée.

### 2.1.2.2 Cylindre bidimensionnel à base carrée

Typiquement, lorsqu'un corps bidimensionnel est placé dans un écoulement uniforme, la structure moyenne de l'écoulement est symétrique de part et d'autre du plan longitudinal passant par le centre de l'obstacle et la zone de recirculation est bien définie. Pour une large gamme de nombres de Reynolds, les champs de vitesse instantanée révèlent la formation, de chaque côté de l'obstacle, de tourbillons de circulation opposée. Les tourbillons sont lâchés alternativement dans le sillage. Lorsque le cylindre est placé proche de la paroi, la structure moyenne et le comportement dynamique du sillage changent significativement en fonction de la distance  $H$  à la paroi. Pour le cylindre à base carrée, Durao *et al* 1991 [26], Bosch *et al* 1996 [16], Bailey *et al* 2002 [45] ou Martinuzzi *et al* 2003 [54] montrent qu'en dessous d'une valeur critique de  $H/D = 0.35$ , le lâcher tourbillonnaire est supprimé. Il est aussi montré que cette valeur critique est peu sensible à l'épaisseur de couche limite  $\delta$ , car le décollement est fixé sur la face avant du cylindre. La figure 2.8 montre l'allure des lignes de courant pour le cylindre proche de la paroi.

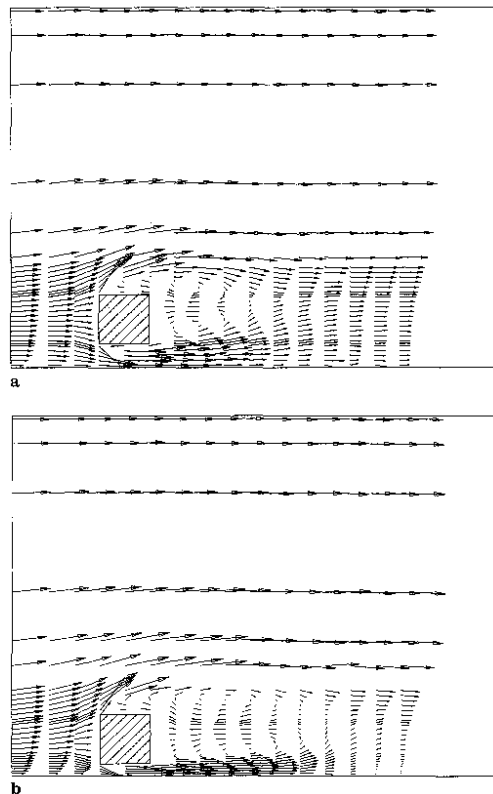


FIG. 2.8 – Écoulement autour du cylindre à base carrée placé proche d'une paroi : (a)  $H/D = 0.5$ ; (b)  $H/D = 0.25$  (Durao *et al* 1991 [26])

L'évolution vers la suppression du lâcher tourbillonnaire est progressive et quatre régimes d'écoulement sont mis en évidence, en faisant varier la distance  $H/D$  (Bailey *et al* 2002 [45], Martinuzzi *et al* 2003 [54]) :

1 - Un premier régime « cylindre loin » est observé pour  $H/D > 0.9$  où les caractéristiques de l'écoulement sont proches de la configuration cylindre en écoulement libre. En particulier, l'intensité du lâcher tourbillonnaire est similaire au sillage du cylindre en écoulement libre.

2 - Un second régime correspond à  $0.6 < H/D < 0.9$  où l'influence de la paroi sur l'écoulement augmente fortement. Lorsque  $H/D$  diminue, l'intensité des tourbillons lâchés et l'amplitude des fluctuations périodiques associées au lâcher tourbillonnaire diminuent, mais le lâcher reste continue (Bailey

*et al* 2002 [45]). Martinuzzi *et al* 2003 [54] montrent que dans cette gamme de  $H/D$ , l'interaction entre l'écoulement de proche paroi et la couche cisailée inférieure est faible. Bosch *et al* 1996 [16] observent que l'influence de la paroi se traduit par une couche cisailée inférieure plus fine et une couche cisailée supérieure plus épaisse. La différence d'intensité expliquerait la diminution du couplage, à l'origine du lâcher tourbillonnaire.

3 - Le troisième régime,  $0.3 < H/D < 0.6$ , est un régime de transition entre un lâcher tourbillonnaire régulier et la suppression de ce lâcher. Les effets visqueux de la paroi ne sont plus négligeables et la couche cisailée inférieure recolle de manière intermittente sur la face inférieure du cylindre. Bailey *et al* 2002 [45] utilisent des corrélations pression/pression sur les faces inférieure et supérieure du cylindre et constatent que le niveau des corrélations diminue par rapport aux plus grandes valeurs de  $H/D$ . Ils associent cela à l'intermittence du lâcher tourbillonnaire, du fait du découplage entre les deux couches cisillées. La couche cisailée inférieure est en effet redressée et plus fine tandis que la couche supérieure est plus épaisse. Par ailleurs, Durao *et al* 1991 [26] expliquent l'intermittence par la destruction de la vorticité de la couche cisailée inférieure associée à l'entraînement des structures turbulentes proche paroi. Finalement pour ce régime, Martinuzzi *et al* 2003 [54] attribuent l'intermittence du lâcher tourbillonnaire au recollement intermittent de la couche cisailée inférieure sur le cylindre, qui introduit des interruptions irrégulières de l'entraînement de circulation dans la region de formation des tourbillons.

4 - Le dernier régime pour  $H/D < 0.3$  correspond à la suppression des fluctuations périodiques dans le sillage et au recollement permanent de la couche cisailée inférieure sur le cylindre. Les effets visqueux à la paroi associés à la génération de vorticité sont prépondérants et contribuent à la destruction de la vorticité (de signe opposée) de la couche cisailée inférieure. L'interaction est proche de celle d'un cylindre en écoulement confiné. Durao *et al* 1991 [26] observent notamment pour  $H/D = 0.25$  une zone de recirculation en aval du cylindre. Ils expliquent ce décollement par l'existence d'un gradient de pression adverse du   l'accélération de l'écoulement sous le disque (associé à une dépression).

### 2.1.2.3 Cylindre bidimensionnel à base circulaire

Pour un cylindre circulaire de diamètre  $D$  (figure 2.9), Lei *et al* 1999 [50] ainsi que Bearman et Zdravkovich 1978 [8] observent de nouveau les mêmes trois régimes d'écoulement : le régime lointain où l'écoulement et le lâcher tourbillonnaire sont peu affectés par la présence de la paroi, un régime proche paroi où l'intensité du lâcher tourbillonnaire diminue jusqu'à une hauteur critique  $H_c$  où les fluctuations périodiques ne sont plus observées (régime critique). Sur la figure 2.10, on met en évidence la disparition du lâcher tourbillonnaire en dessous de  $H/D = 0.3$ .

Approcher le cylindre de la paroi induit le déplacement du point de stagnation et des points de décollement associés aux deux couches cisillées, comme indiqué sur la figure 2.11. Le point de stagnation se rapproche de la paroi, tandis que le point de décollement inférieur, respectivement supérieur, se déplace vers l'aval, respectivement l'amont. Ce déplacement conjugué est à l'origine de la différence importante existant avec les cylindres à base carrée ou avec notre configuration de disque.

Le rapprochement du cylindre vers la paroi à partir de la position lointaine s'accompagne d'une diminution de l'intensité du lâcher tourbillonnaire. Pour une couche limite d'épaisseur fixée à  $\delta/D = 0.8$ , Bearman et Zdravkovich 1978 [8] mettent en évidence, au dessus de  $H/D = 0.6$ , un comportement de lâcher similaire à la configuration d'écoulement libre. L'intensité du lâcher diminue de façon monotone jusqu'à la suppression en  $H_c/D$ . Bearman et Zdravkovich 1978 [8] ainsi que Lei *et al* 1999 [50] n'observent pas d'influence de la diminution de l'intensité du lâcher sur la fréquence caractéristique.

Au contraire, pour une épaisseur de couche limite  $\delta/D = 0.28$ , Grass *et al* 1984 [33] observent qu'en dessous de  $H/D = 2$ , la fréquence de lâcher augmente avec la diminution de la distance à la paroi et que la fréquence atteint sa valeur maximum pour  $H/D = 0.5$ . Les résultats obtenus par Angrilli *et al* 1982 [6] montrent aussi une grande sensibilité de la fréquence du lâcher en fonction de la distance à la paroi. Pour des valeurs de  $H/D$  comprises entre 0.5 et 6, une augmentation de 10% de la fréquence de

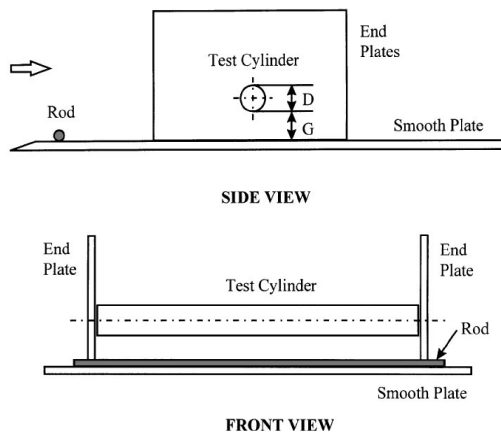


FIG. 2.9 – Représentation schématique du cylindre 2D placé parallèlement à une paroi (Lei 1999 [50])

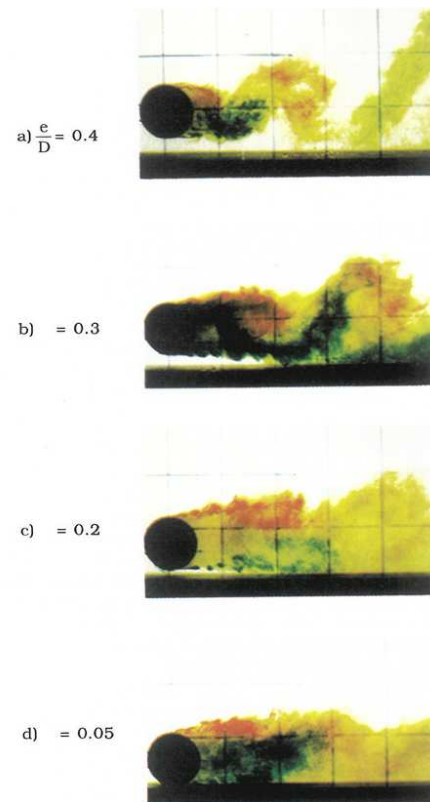


FIG. 2.10 – Effet de la proximité d'une paroi sur le lâcher tourbillonnaire d'un cylindre circulaire (Sumer *et al* 1997 [75])

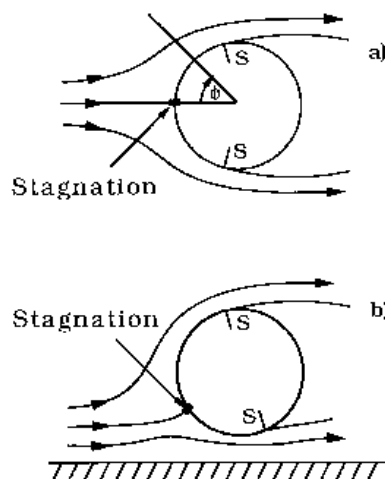


FIG. 2.11 – Déplacement du point de stagnation et du point de décollement avec la diminution de la distance à la paroi (Sumer *et al* 1997 [75])

lâcher est constatée pour la position la plus proche. Dans ce cas, cette sensibilité importante peut être expliquée par le faible nombre de Reynolds utilisé pour l'étude. Sumer *et al* [75] émettent l'hypothèse que l'augmentation de la fréquence de lâcher est due au rapprochement des deux couches cisailées du fait de la présence de la paroi. Les deux tourbillons émis de chaque côté sont plus proches et interagissent à une fréquence plus élevée.

Lei *et al* 1999 [50] ont montré que la hauteur critique de suppression du lâcher tourbillonnaire est sensible à l'épaisseur de la couche limite amont  $\delta$ . Lorsque  $\delta/D$  passe de 0.14 à 2.19, la hauteur critique passe de 0.4 à 0.2. Au contraire, Grass *et al* 1984 [33] observent une augmentation de 0.25 à 0.5 de la hauteur critique avec une augmentation 0.28 à 6 de  $\delta/D$ . Ils observent cependant à chaque fois que les caractéristiques d'interaction restent les mêmes, malgré la sensibilité des positions critiques à  $\delta$ . Grass *et al* 1984 [33] attribuent le changement de la hauteur critique en fonction de la couche limite, à la destruction des structures tourbillonnaires de la couche cisailée inférieure. Pour une couche limite plus épaisse, l'entraînement des structures turbulentes de la couche limite vers la couche cisailée du sillage augmente, ce qui induit une baisse d'intensité de la couche cisailée. Cette analyse rejoint celle de Durao *et al* 1991 [26] faite dans le cadre de l'interaction du sillage d'un cylindre à base carrée avec une paroi.

Une autre observation importante réalisée par Grass *et al* 1984 [33] est la formation d'une zone décollée instationnaire en aval du cylindre pour des positions très proches de la paroi. Il est expliqué que la présence de cette zone décollée empêche l'enroulement tourbillonnaire de la couche cisailée inférieure. La vorticité générée à la paroi est un facteur important de la destruction de la vorticité de la couche cisailée inférieure.

#### 2.1.2.4 Conclusion

Les interactions avec la paroi de sillages de cylindres bidimensionnels à base carrée ou circulaire présentent des similarités d'ensemble telles que la décomposition en trois régimes d'écoulement en fonction du rapport  $H/D$ . Il existe aussi des différences qui les rapprochent plus ou moins de l'interaction sillage disque/paroi.

La principale différence est la sensibilité de l'interaction du sillage du cylindre circulaire avec la paroi à l'épaisseur de la couche limite amont. Pour le cylindre circulaire, il existe aussi une sensibilité de la fréquence de lâcher en fonction de la distance  $H$     la paroi. La fixation du point de décollement sur l'arête de la face avant pour le cylindre à base carrée entraîne une grande similarité avec le disque fin où le décollement est fixé sur toute sa circonférence.

On remarque cependant pour le cylindre à base carrée, qu'à l'approche du  $H_c/D$  critique, le recollement intermittent de la couche cisailée inférieure à la surface du cylindre est un paramètre prépondérant de l'interaction, qui n'existe ni dans le cas du disque, ni dans le cas du cylindre à base circulaire.

Deux configurations d'écoulement amont ont été retenues dans cette thèse. La première correspond à l'interaction du sillage de disque avec une couche limite turbulente dont l'épaisseur au niveau du disque est obtenue par une méthode intégrale. Afin de comprendre la sensibilité de l'interaction sillage/paroi à une perturbation amont, la seconde configuration correspond à une zone décollée disposée en amont du disque. Les structures lâchées de la zone décollée viennent en interaction avec la paroi mais aussi avec les structures du sillage. On fait le choix de la zone décollée générée par une plaque épaisse qui est bien documentée dans la littérature (Kiya *et al* 1983 [44], Cherry *et al* 1984 [20]). Le paragraphe qui suit est ainsi consacré à la présentation des caractéristiques spatio-temporelles et fréquentielles des structures générées par une zone décollée sur plaque épaisse.

### 2.1.3 Cas de la zone décollée sur plaque épaisse

Le décollement sur plaque épaisse présente des similarités avec la couche de mélange qui a déjà fait l'objet d'un grand nombre d'études. Les deux cas présentent une couche de cisaillement séparant un écoulement haute vitesse et un écoulement basse vitesse. Mabey *et al* 1971 [53] ont montré que le développement de la ligne de cisaillement pour la plaque épaisse est proche de celui de la couche de mélange sur 75% de la longueur de recollement moyenne  $L_R$ . Kiya *et al* 1983 [44] ajoutent que les structures tourbillonnaires engendrées au niveau de la séparation arrivent au contact avec la paroi pour  $x/L_R > 0.5$ . Le comportement de ces structures n'est modifié par la présence de la paroi qu'à partir de cette position. On montre ainsi que la zone décollée sur plaque épaisse est peu sensible à la configuration géométrique. Les visualisations pariétales permettent de déterminer la longueur de recollement moyenne  $L_R$  qui est d'environ cinq fois l'épaisseur de la plaque épaisse. Pour un rapport d'aspect  $r = L/e$  (avec  $L$  l'envergure de la plaque épaisse et  $e$  son épaisseur) supérieur à 10,  $L_R$  ne varie très peu et la sensibilité de  $L_R$  au blocage solide de la veine est faible.

L'écoulement décollé généré par une plaque épaisse est fortement instationnaire avec un point de recollement qui fluctue sur une longueur égale à 50% de la longueur de recollement moyenne  $L_R$ . Pour comprendre l'origine de l'instationnarité de la zone décollée, il faut tout d'abord comprendre son développement à partir de la ligne de séparation. Kiya *et al* 1983 [44] montrent que sur la ligne de cisaillement, il existe une première zone au plus près de la séparation où il n'y a pas d'instabilité. Les instabilités de Kelvin-Helmoltz apparaissent ensuite et forment par appariement des tourbillons d'échelle de plus en plus grande. L'échelle des fluctuations augmente linéairement jusqu'à  $x/L_R = 1$  puis reste constante, c'est la convection des grands tourbillons dans l'écoulement. Dans la zone du recollement les échelles longitudinales et transversales des grandes structures sont respectivement  $0.12L_R$  et  $0.3L_R$  et le centre des tourbillons lâchés est à environ  $0.2L_R$  au dessus de la plaque. Kiya *et al* 1983 [44] montrent aussi qu'il existe une corrélation importante entre les fluctuations de vitesse associées à ces grands tourbillons, et les fluctuations de pression à la paroi. Ces tourbillons sont responsables de la modification de la pression au recollement, et de l'instationnarité du point de recollement.

Le coefficient de pression moyenne  $C_p$  et le coefficient de pression fluctuante sont définis de la manière suivante :

$$C_p = \frac{\langle p \rangle - p_\infty}{1/2\rho U_\infty^2} \quad ; \quad C_p' = \sqrt{\langle p^2 \rangle} / 1/2\rho U_\infty^2$$

La répartition longitudinale de  $C_p$  (figure 3.12 (gauche)) montre un minimum de pression proche du bord d'attaque, et une pression constante au-delà du recollement (Cherry *et al* 1984 [20]). Sur la répartition longitudinale du  $C_p'$  (figure 3.12 (droite)), on observe un maximum à  $x/L_R = 0.9$ . On explique cela par le fait que le maximum de fluctuation de pression pour une réalisation donnée se situe au niveau du recollement. Les sources de pression dans cette zone sont de nature convective, associées à des échelles inférieures à la longueur de recollement.

La bidimensionnalité d'un écoulement est une idéalisation. Pour le cas de la bulle de recirculation, l'hypothèse de bidimensionnalité (figure 2.13(gauche)) induit l'existence d'une connexion col-col naturellement instable. Une configuration plus réaliste est présentée figure 2.13(droite) où l'ouverture de la séparatrice engendre la tridimensionnalité. La tridimensionnalité de l'écoulement implique pour la zone décollée sur plaque épaisse des fluctuations transversales dont les échelles au recollement sont de l'ordre de  $1.5 - 2e$  (Cherry *et al* 1984 [20]). Ces tourbillons sont lâchés de manière aléatoire sur toute l'envergure de la plaque.

La fréquence qui prédomine est la fréquence associée au lâcher tourbillonnaire de la zone décollée appelée fréquence de « shedding ». La fréquence des lâchers trouvée par Kiya and Sasaki 1983 [44] est



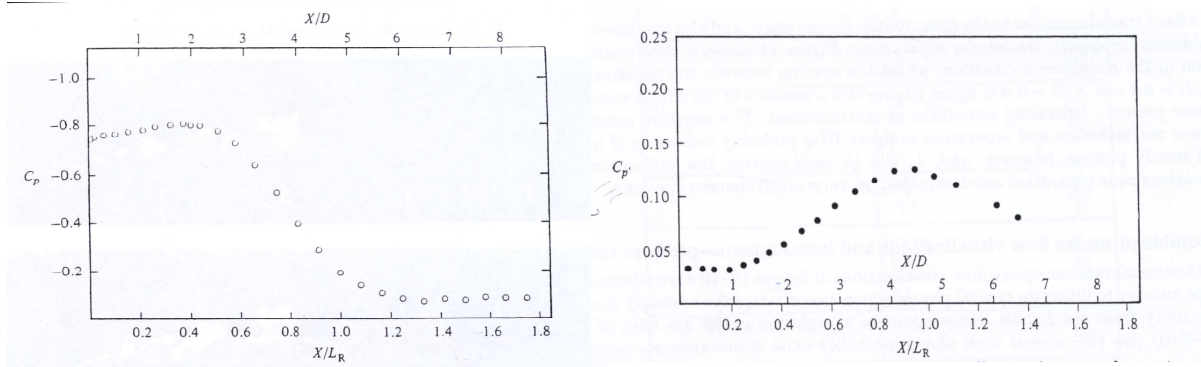


FIG. 2.12 – Zone décollée sur plaque épaisse. Données Cherry *et al* (1984) sur la ligne axiale : (gauche)  $C_p$ ; (droite)  $C_p'$

$f = \frac{0.65U_\infty}{L_R}$  tandis que celle trouvée par Cherry *et al* 1984 [20] est  $f = \frac{0.6U_\infty}{L_R}$ . Une autre fréquence, plus basse, est dominante dans la zone proche du bord d'attaque. Elle est associée au battement de la zone décollée ou « flapping » à  $f = \frac{0.25U_\infty}{L_R}$ .

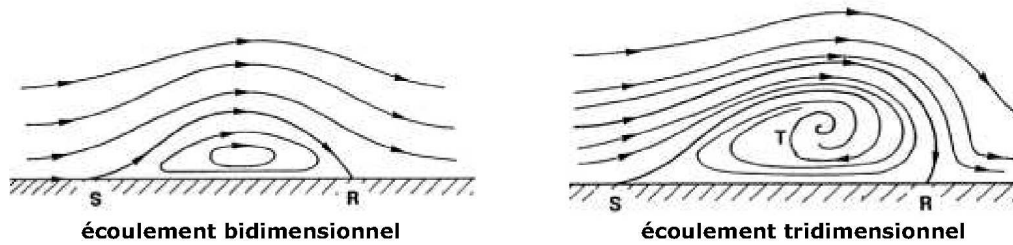


FIG. 2.13 – (gauche) Décollement bidimensionnel idéalisé; (droite) Décollement tridimensionnel réel

## 2.2 Relation pression/vitesse des écoulements de paroi

Plusieurs types d'écoulements présentant des similarités plus ou moins grandes avec l'interaction du sillage du disque avec la paroi ont été présentés. Des structures d'écoulement associées à des échelles temporelles et spatiales ont été mises en évidence.

On va chercher à comprendre comment ces écoulements et les structures générées peuvent être reliés aux fluctuations de pression en paroi. Dans un premier temps, on présente le problème sous sa forme analytique à travers l'étude de l'équation de Poisson, puis on présentera des méthodes existantes permettant de rechercher un lien entre les structures de l'écoulement et la signature en pression pariétale.

### 2.2.1 Lien entre la pression pariétale et les structures de l'écoulement

La dépendance de la pression pariétale vis à vis des écoulements turbulents est connue à travers la solution de l'équation de Poisson qui gouverne les fluctuations turbulentes de pression pour les écoulements incompressibles :

$$\nabla^2 p = -\rho u_{i,j} u_{j,i} = -q(X, t)$$

où  $q$  représente la distribution spatiale de l'intensité des sources de pression de l'écoulement à l'instant  $t$  en un point  $X$  de l'écoulement et  $u_i$  le vecteur vitesse.

Si l'on considère la pression fluctuante dans le cadre d'une décomposition en moyenne de Reynolds (Chassaing 2000 [19]), cette distribution contient deux termes : le premier est connu comme le terme source rapide ou linéaire, et le second est le terme source lent ou non-linéaire.

Afin d'obtenir une solution à l'équation précédente Kim 1989 [43] montre qu'il est possible de négliger la contribution pariétale. Dans le cadre de l'étude d'une couche limite turbulente, Naguib *et al* 2001 [59] appliquent certaines conditions aux limites et hypothèses simplificatrices (écoulement bidimensionnel homogène dans la direction transverse et longitudinale) pour montrer que la pression pariétale  $p_w$  peut être obtenue par l'intégrale volumique des termes sources sur tout l'écoulement :

$$\frac{p(x, y, z, t)}{\rho/2\pi} = - \int \int \int \frac{q(x_S, y_S, z_S, t)}{\sqrt{(x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + (z - z_S)^2}} dV_S$$

où  $(x_S, y_S, z_S)$  sont les coordonnées de la source.

La connaissance de la distribution instantanée des termes sources lents et rapides permet ainsi de calculer la distribution instantanée de pression pariétale. Cette information est difficile à obtenir mis à part pour des écoulements bas Reynolds à l'aide de code de calcul *DNS*. En utilisant le champ de vitesse complet d'une simulation *DNS* d'un écoulement turbulent de canal, Kim 1989 [43] montre que les deux termes sources sont d'importance égale pour la génération de pression fluctuante. Chang *et al* 1999 [18] effectuent le même type d'observations mais l'extension de tels résultats à des écoulements haut Reynolds reste à démontrer. On verra par la suite l'importance relative des termes linéaire et quadratique avec les méthodes d'estimation stochastique permettant de relier l'écoulement au champ de pression.

Dans de nombreux cas, les écoulements turbulents sont dominés par des structures cohérentes, c'est pourquoi beaucoup de recherches sont tournées vers l'identification des structures à l'origine de la génération de pression fluctuante. L'identification de ces structures est de plus en plus difficile lorsque la complexité de l'écoulement augmente. Dans le cas d'une interaction d'un simple anneau tourbillonnaire axisymétrique avec une paroi, Naguib *et al* 2004 [60] tentent de comprendre les mécanismes de génération de pression à travers l'analyse de la nature des sources de pression présentes dans l'écoulement. L'axisymétrie de l'écoulement permet le calcul des sources de pression à partir des mesures de vitesse dans un plan. La signature en pression pariétale est aussi calculée à l'aide de la solution à l'équation de Poisson. Les sources de pression  $q$  dépendent des caractéristiques spatio-temporelles des structures de l'écoulement et sont décomposées en un terme symétrique (taux d'étirement  $\epsilon_{ij}$ ) et un terme anti-symétrique (taux de rotation  $\Omega_{ij}$ ) du tenseur gradient des vitesses (Bradshaw and Koh 1981 [17]). Dans cette formulation, on a :

$$q = \epsilon_{ij}\epsilon_{ji} - \Omega_{ij}\Omega_{ji}$$

où  $\Omega_{ij}\Omega_{ji}$  peut s'écrire à l'aide du vecteur rotationnel  $\omega_i$  et conduire à l'expression de l'enstrophie. Ainsi,

$$\nabla^2 p = -q = - \left[ \epsilon_{ij}\epsilon_{ji} - \frac{\omega_i\omega_i}{2} \right] = -[q_\epsilon + q_\omega]$$

où  $q_\epsilon$  et  $q_\omega$  sont respectivement les termes sources d'étirement et de rotation.

Etant donné que  $q_\epsilon$  et  $q_\omega$  sont positifs et négatifs, il est clair que les sources de pression positive sont concentrées dans les zones d'étirement, et les sources de pression négative sont concentrées dans les zones de vorticité. Une telle décomposition des sources de pression est très intéressante du point de vue de la structuration des écoulements. Lors de l'interaction du tourbillon avec la paroi, il est montré que la source principale de pression négative se trouve au coeur du tourbillon, alors que la source de pression positive se trouve dans la zone d'étirement, entre le tourbillon principal et le tourbillon

secondaire engendré par l'interaction avec la paroi (tourbillon associé à un décollement de la couche limite). Dans ce cas d'étude simple, il est clairement mis en évidence un lien entre les structures cohérentes de l'écoulement et les fluctuations de pression en paroi.

Pour des écoulements à plus grand nombre de Reynolds, il existe des structures cohérentes grandes échelles qui organisent l'écoulement même si la turbulence implique l'existence d'une large gamme d'échelles. Il s'agit de comprendre pour ce type d'écoulement quelles sont les structures associées aux fluctuations de pression. Pour une couche limite turbulente, Thomas and Bull 1983 [78] montrent à l'aide de mesures synchronisées pression/vitesse que des petites périodes énergétiques de fluctuations de pression apparaissent au moment du passage des structures de tailles de l'épaisseur de la couche limite.

Plus récemment, Hudy *et al* 2007 [40] cherchent à identifier les mécanismes de génération de pression fluctuante pour un écoulement de marche descendante ( $Re = 8081$ ) à l'aide de mesures couplées pression/vitesse. La configuration étant axisymétrique, aucun effet de bord ne peut exister. Les fluctuations de pression pariétale sont de manière prédominante associées aux structures tourbillonnaires de la couche cisailée se développant le long de la zone décollée. Kiya et Sasaki 1983 [44] ou Cherry *et al* 1984 [20] ont montré que le long de la couche cisailée, les structures tourbillonnaires voient leur taille augmenter et se rapprochent de la paroi en produisant une signature en pression de plus en plus marquée. La signature atteint un niveau maximum dans la zone où les structures impactent la paroi c'est-à-dire où l'écoulement recolle à la paroi. En aval du recollement, le niveau de fluctuations de pression diminue lentement en même temps que les structures lâchées de la zone décollée interagissent avec la couche limite en formation. La domination de ces structures cohérentes sur la signature en pression est telle, que pour effectuer un lien avec le champ de vitesse mesuré par *PIV*, Hudy *et al* 2007 [40] appliquent un filtre passe-bande sur le signal de pression entre  $20Hz$  et  $160Hz$  (zone énergétique du signal de pression intégrant la fréquence de passage des structures de la couche cisailée).

En observant des réalisations de la signature en pression (ligne de 32 microphones), Hudy *et al* 2007 [40] constatent que pour cet écoulement turbulent, certaines distributions instantanées de pression semblent désorganisées et d'amplitudes faibles. Par ailleurs, les autres réalisations présentent une forte organisation avec un profil spatial presque sinusoïdal et des niveaux de pression plus importants. Pour le même type d'écoulement à  $Re = 32000$ , Cherry *et al* 1984 [20] effectuent le même type d'observations. Des visualisations de l'écoulement (fumée) synchronisées aux mesures de pression mettent en évidence un écartement caractéristique de  $60-80\%$  de la longueur de recollement moyenne entre deux structures tourbillonnaires grande échelle mais aussi des phases de lâcher irrégulière. Lors de ces phases, des interruptions du lâcher tourbillonnaires correspondent à des phases où le niveau de fluctuation de pression est plus faible. Pendant les phases de lâcher, des pics positifs et négatifs de plus grandes amplitudes sont aussi observés. Dans le but de sélectionner les phases où la signature en pression est suffisamment énergétique (phases de lâcher), Hudy *et al* 2007 [40] réalisent une analyse *POD* sur le signal de pression multi-capteur.

En présence d'intermittence dans les écoulements turbulents, la pression pariétale est donc une quantité qui permet d'extraire la signature et la cohérence temporelle des événements énergétiques. Cette observation sera utilisée plus tard dans ce travail. Dans le cadre de la marche descendante, cette observation permet à Hudy *et al* 2007 [40] un mode de lâcher particulier appelé « wake mode ».

## Conclusion

L'analyse de l'équation de Poisson pour des écoulements simples à bas Reynolds a mis en évidence un lien fort entre les sources de pression de l'écoulement et les zones d'étirement ou de vorticité de l'écoulement. L'apparition de ces zones est étroitement lié à l'organisation de l'écoulement et à l'existence de structures cohérentes. Pour des écoulements à plus hauts nombre de Reynolds, des signatures organisées du signal de pression sont aussi détectées au passage des grandes structures de l'écoulement.

Quelle que soit la complexité de l'écoulement, les fluctuations de pression sont associées aux structures cohérentes de l'écoulement. Un des enjeux de la compréhension de la génération de pression par les écoulements de proche paroi est donc la recherche de cohérence dans l'écoulement et du lien entre cette cohérence et le champ de pression.

## 2.2.2 Recherche de la cohérence des écoulements

### 2.2.2.1 Moyenne conditionnelle du champ de vitesse

Les techniques de moyennes conditionnelles ont souvent été utilisées pour rechercher la cohérence des écoulements. Une première méthode consiste à sélectionner les événements énergétiques du signal de pression mesuré en paroi pour calculer les moyennes conditionnelles du champs de vitesse. Sur une étude de couche limite turbulente, Johanson *et al* 1987 [42] observent que des pics positifs de pression correspondent au passage de couches cisailées associées à une forte accélération de la vitesse longitudinale. Une constatation importante est que les moyennes conditionnelles de pression et de vitesse sont proportionnelles ce qui montrerait que les événements énergétiques de pression seraient générés via les mécanismes sources linéaires. Sur le même type d'écoulement, Naguib *et al* 2001 [59] utilise le signal d'un capteur de pression pour appliquer des conditions très contreignantes ( $p' > 2.5 \times p_{rms}$  ou  $p' < -2.5 \times p_{rms}$ ) et obtenir des conditions d'écoulement très spécifiques. Comme pour Johanson *et al* 1987 [42], les événements positifs sont associés dans la région « tampon » de la couche limite à des gradients importants de vitesse longitudinale, ce qui met en évidence des régions de cisaillement intense.

Pour la configuration de marche descendante, Hudy *et al* 2007 [40] utilisent une technique identique avec des conditions encore plus stricte pour la réalisation des moyennes conditionnelles ( $p' > 5 \times p_{rms}$  ou  $p' < -5 \times p_{rms}$ ). Les moyennes conditionnelles du champ de vitesse permettent d'expliquer que la génération d'événements de pression négative est associée au passage des structures grandes échelles de la couche cisailée (de l'ordre de l'épaisseur de la marche) tandis que les événements de pression positive correspondent à des phases où le capteur est situé entre deux structures tourbillonnaires donc dans une zone de fort cisaillement.

### 2.2.2.2 Moyenne de phase d'un phénomène périodique

Dans de nombreux cas d'étude, la nature quasi-périodique des grandes structures présente dans les écoulements turbulents, permet de réaliser une moyenne de phase afin d'observer les structures cohérentes. L'obtention de quantités moyennées en phase nécessite un signal référence où la phase est déterminée. Il est possible d'utiliser un signal de vitesse mesuré par exemple par un fil chaud ou un signal de pression mesuré en paroi. Il est nécessaire que ce signal soit caractérisé par une forte composante au nombre de Strouhal du phénomène que l'on souhaite étudier.

Pour l'étude du sillage d'un cylindre à base circulaire à  $Re = 140000$ , Perrin *et al* 2007 [64] utilisent la mesure de pression à la surface du cylindre synchronisée à des mesures de champs de vitesse par *PIV*. Etant donné que l'instabilité du sillage est de type globale, les signaux de vitesse et de pression présentent un fort caractère périodique et la pression est utilisée comme un indicateur du lâcher tourbillonnaire. Comme pour l'étude de la marche descendante réalisée par Hudy *et al* 2007 [40], Perrin *et al* 2007 [64] observent des phases d'intermittence du lâcher tourbillonnaire ce qui se traduit par une perte de périodicité sur le signal de pression. La phase étant obtenue à partir de ce signal, les champs de vitesse associés à de telles phases sont rejetés à l'aide de critères seuils sur la période du signal et l'amplitude du signal de pression. Il est notamment vérifié que les moyennes de phase sont peu sensible au critère appliqué.

Les moyennes conditionnelles du champ de vitesse mesurées dans un plan montrent clairement le lâcher tourbillonnaire pour cet écoulement bidimensionnel en moyenne. Il est observé que le niveau de vorticité des tourbillons diminue lorsqu'ils se déplacent vers l'aval (de  $x/D = 0.6$  à  $x/D = 2$ ) tandis

que leur taille augmente. L'observation des contraintes turbulentes normales ( $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$ ) et de cisaillement ( $\langle uv \rangle$ ) montre que les tensions normales sont localisées dans le centre des tourbillons tandis que les zones de cisaillement se trouvent entre les tourbillons.

D'autres études proposent d'effectuer le même type de moyenne de phase, à partir de l'analyse de la topologie globale de l'écoulement par *POD* (Ben Chiekh *et al* 2004 [21], Van Oudheusden *et al* 2005 [82]). Pour un cylindre à base circulaire, Perrin *et al* 2007 [63] et Michard et Favelier 2006 [57] réalisent une analyse *POD* sur les champs de vitesse instantanés mesurés par *PIV* dans le but d'identifier les structures cohérentes de l'écoulement. Le signal de vitesse est dans ce cas très marqué par le lâcher tourbillonnaire périodique ce qui se traduit par une évolution quasi-sinusoïdale des deux premiers coefficients aléatoires *POD*. Les deux premiers modes présentent une énergie similaire avec une énergie cumulée sur les deux modes équivalent à 60% de l'énergie totale fluctuante. Pour une réalisation du champ de vitesse, une combinaison linéaire du champ moyen de vitesse et des modes d'ordre 1 et 2 permet de décrire la présence de deux structures contrarotatives dont la position spatiale est définie par l'importance relative des coefficients *POD*,  $a_1$  et  $a_2$ . La représentation en nuage de point dans le plan  $(a_1, a_2)$  permet d'observer, malgré une forte dispersion, que les points sont répartis en moyenne sur un cercle. Pour un point représentatif d'une réalisation du champ de vitesse, la position angulaire dans ce plan est une mesure de la position spatiale du détachement tourbillonnaire. La phase, notée  $\Phi_{a_1-a_2}$ , est définie de la manière suivante :

$$\phi_{a_1-a_2} = \arctan \left( \frac{\sqrt{\lambda_1} a_2}{\sqrt{\lambda_2} a_1} \right)$$

où  $\lambda_1 = \langle a_1^2 \rangle$  et  $\lambda_2 = \langle a_2^2 \rangle$ .

Perrin *et al* 2007 [63] montrent même que cette moyenne de phase donne de meilleurs résultats que la moyenne de phase basée sur la mesure de pression à la surface du cylindre. Les tensions turbulentes  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  ou  $\langle uv \rangle$  sont mieux définies avec une dispersion plus faible pour une phase donnée. Ceci est dû au fait que la phase est calculée à partir de la topologie globale de l'écoulement et non sur le signal de pression. Une meilleure décomposition de l'écoulement en une partie cohérente et aléatoire est ainsi obtenue.

### 2.2.2.3 Estimation stochastique des champs de vitesse

L'estimation stochastique (*SE*) proposée par Adrian (1977 [3], 1979 [4], 1996 [5]) est une méthode alternative qui permet de relier de manière statistique différentes grandeurs. Il l'a notamment appliquée pour extraire des mouvements cohérents dans des écoulements turbulents. L'estimation stochastique se définit par rapport à la moyenne conditionnelle. Ainsi, la moyenne conditionnelle  $\langle u(x+r, t) |_{u(x, t)} \rangle$  est le meilleur « estimé » (optimal) au sens des moindres carrés de l'état  $u(x+r, t)$  sachant l'état  $u(x, t)$ . Une relation  $F$  lie le meilleur estimé à  $r$  (distance entre estimé et évènement non conditionnel) et l'évènement non conditionnel  $u(x, t)$  :

$$\tilde{u}(x+r, t) = \langle u(x+r, t) |_{u(x, t)} \rangle = F(r, u(x, t))$$

Une relation différente de  $F$  entre  $\tilde{u}(x+r, t)$  et  $u(x, t)$  conduit à un estimé sub-optimal. Un développement en série de Taylor à l'ordre deux et à partir de  $u(x, t) = 0$  permet d'obtenir une forme simple pour  $F$ . En se limitant au premier terme, on effectue une estimation linéaire (*LSE*) ; en prenant aussi le second, l'estimation est qualifiée de quadratique (*QSE*).

L'influence des termes d'ordre supérieur a été étudiée par Tung et Adrian 1980 [81] pour l'estimation de turbulence isotrope. Il y est conclu que l'estimation stochastique à l'ordre un (linéaire : *LSE*) conduit à une estimation presque identique à celle obtenue avec les termes d'ordre supérieur. Dans ce cas, les termes d'ordres supérieurs ne sont pas significatifs et les structures de plus grandes échelles sont reproduites de manière suffisantes par les termes linéaires.

Lorsque la nature des structures turbulentes à estimer ne sont pas isotropes, ou alors si l'on souhaite effectuer l'estimation en utilisant des propriétés physiques différentes de la turbulence (pour nous la pression), la technique d'estimation quadratique s'est montrée plus efficace (Naguib *et al* 2001 [59], Murray and Ukeiley 2003 [58]). En comparant les résultats de l'estimation stochastique avec les moyennes conditionnelles, Naguib *et al* 2001 [59] ont montré l'importance d'inclure les termes quadratiques pour estimer la vitesse au-dessus d'une couche limite à partir du signal de pression pariétale. Ils concluent que les termes quadratiques sont nécessaires lorsque la densité de probabilité commune n'est pas Gaussienne, mais aussi lorsque le couplage pression/vitesse est utilisé pour l'estimation.

Dans le cadre de l'étude d'une marche descendante, Hudy *et al* 2007 [40] identifient les structures cohérentes responsables de fluctuations de pression en paroi à l'aide de l'estimation stochastique des champs de vitesse à partir de mesures de pression. Dans un premier temps, ils comparent les estimations du champ de vitesse par la *LSE* et la *QSE* réalisés à l'aide d'un seul capteur de pression puis analysent des estimations de type *LSE* multi-capteurs *mLSE*. Ils obtiennent des résultats assez semblables pour la *LSE* et *QSE* utilisant un seul capteur. L'estimation des champs de vitesse par *LSE* est toutefois moins précise car les champs estimés par *QSE* présentent un niveau de détail plus important. Le niveau d'étirement dans l'écoulement est notamment mal estimé par la *LSE*.

Hudy *et al* 2007 [40] estiment que la *LSE* est suffisamment précise pour effectuer l'analyse multi-capteur en linéaire. Parmi d'autres, Bonnet *et al* 1998 [14] ont démontré la supériorité de l'estimation multi-points sur l'estimation à partir d'un seul point. L'estimation multi-point impose une condition sur la distribution spatiale de pression pour estimer le champ de vitesse conditionnel. Au contraire, l'estimation en un point impose une simple condition de valeur de pression qui peut être associée à plusieurs structures de l'écoulement. Par ailleurs, l'estimation stochastique multi-capteur est rendue difficile du fait de l'intermittence des écoulements turbulent. Il existe des phases où l'écoulement devient aléatoire, et où les structures cohérentes de l'écoulement ne sont plus détectées sur le signal de pression. Pour remédier à cela, Hudy *et al* 2007 [40] réalisent une analyse *POD* du signal de pression multi-capteur et sélectionnent les quatre premiers modes (60% de l'énergie). Il est montré que la *mLSE* est capable de représenter le caractère instantané des grandes structures de l'écoulement. La distance moyenne entre deux structures cohérentes est de 0.67 fois la longueur de recollement moyenne  $L_R$  ce qui est conforme à la littérature (Cherry *et al* 1984 [ ] : 60 – 80%  $L_R$ ). Malgré une incertitude de 15 – 20% sur la position instantanée des tourbillons, Hudy *et al* 2007 [40] montrent que dans cette zone décollée en aval de la marche, les structures cohérentes restent stationnaires et grandissent à  $x/h = 2 - 3$  ( $h$  épaisseur de la marche) avant d'être lâchée. Après le lâcher, il s'en suit une phase d'accélération jusqu'à la vitesse de convection. En référence aux sillages d'obstacles types « bluff body », le grandissement sur place des structures est associé à un mode de sillage, contraire à l'idée habituelle de mode de couche cisailée, et est qualifié d'instabilité absolue. Une analyse de stabilité linéaire montre que le taux maximum d'expansion d'une instabilité se trouve au centre de la zone décollée ( $x/h = 2 - 3$ ). Pour les sillages types « bluff body », les modes d'instabilité absolue sont localisés dans les zones d'écoulements à forte vitesse de retour.

Une des difficultés d'application de l'approche d'Adrian de type estimation stochastique est la préservation des échelles temporelles (relations de phase) pour des situations présentant des étendues spatiales plus importantes. Adrian 1979 [4] reconnaît que l'estimé au moindre carré  $\langle u(x+r, t) |_{u(x, t)} \rangle$  est une quantité Eulérienne et il suppose que la capture de quantité Lagrangienne se déplaçant dans l'écoulement nécessite d'utiliser une moyenne conditionnelle spatio-temporelle  $\langle u(x+r, t+\tau) |_{u(x, t)} \rangle$ .

En partant de cette suggestion, une technique d'estimation spectrale a été réalisée à partir de l'étude de jets turbulents pour calculer l'estimé conditionnel multi-temps (Ewing et Citriniti 1997 [27], Tinney *et al* 2006 [79], Hoarau *et al* 2006 [37], Hoarau *et al* 2006 [37]). Des informations de tout l'espace temporel sont ainsi utilisées pour calculer l'estimé. Les résultats montrent une amélioration importante en comparaison de l'estimation classique de type *LSE*. Tinney *et al* 2006 [79] montrent que cette technique spectrale est spécialement intéressante lorsque l'estimé et la source non-conditionnelle sont des entités physiques différentes.

### 2.2.2.4 Conclusion

Les écoulements exposés correspondent à des sillages moyens bidimensionnels avec des structures présentant une certaine axisymétrie. La mise en évidence de structures cohérentes dans ces écoulements turbulents est possible grâce à l'utilisation de moyennes conditionnelles. Le niveau de complexité de l'écoulement conjugué à des phases d'intermittence des phénomènes périodiques de l'écoulement nécessitent de fixer des conditions très strictes pour la réalisation des moyennes conditionnelles. L'estimation stochastique permet aussi de converger vers le même type de moyenne conditionnelle avec en plus la possibilité de caractériser le lien entre le paramètre estimé et la condition.

Un des objets importants de la thèse est de trouver, pour un écoulement tridimensionnel turbulent, une méthode permettant de trouver une cohérence associée aux évènements suffisamment énergétiques.

### 2.2.3 Analyse des champs de vitesse instantanés ou des champs de vitesse conditionnés/estimés par la pression pariétale

A travers les moyennes conditionnelles du champ de vitesse et l'estimation stochastique, on a mis en évidence des méthodes permettant de faire ressortir la cohérence présente dans les écoulements à l'aérodynamique complexe, décollée et instationnaire. Dans de tels écoulements, les sources de pressions fluctuantes dépendent des caractéristiques spatio-temporelles des structures de l'écoulement (Naguib *et al* 2004 [60]). Afin de comprendre le lien entre la structuration de l'écoulement (analyse topologique) et la signature en pression pariétale, il semble très important de mettre en place des méthodes permettant d'effectuer la détection et le suivi de ces structures.

#### 2.2.3.1 Méthodes d'identification de structures/éléments topologiques

On peut distinguer deux grandes contributions à l'élaboration de critères de détection d'éléments topologiques de champs  $2D$  : ceux dédiés à la détection de tous les types de points singuliers, et ceux dédiés à la détection de structures cohérentes (i.e de vortex), applicables de ce fait à la détection de foyers. Dans cette étude, on s'intéressera uniquement aux critères de détection des structures. La grande diversité des critères de ce type s'explique par l'ambiguïté sur la définition même d'une structure tourbillonnaire. On distingue ces critères en fonction de leur principe qui peut être local ou non.

Les critères locaux sont les plus courants et reposent sur un principe de seuil ou d'extremum d'une ou plusieurs fonctions locales indicatrices, basées sur :

- ⇒ la vortacité
- ⇒ les valeurs propres et invariant du tenseur des gradients de vitesse :  $Q$  (Jeong et Hussain 1995 [41])
- ⇒ la seconde valeur propre ( $\lambda_2$ ) du tenseur  $S^2 + \Omega^2$ , où  $S$  et  $\Omega$  désignent respectivement les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse (Jeong et Hussain 1995 [41])

Tous ces critères sont Eulériens. Il ont été développés en  $3D$ , et certains peuvent être adaptés en  $2D$  ( $Q$ ,  $\lambda_2$ ). Ces fonctions permettent de déterminer l'intensité des structures de l'écoulement et leur vitesse de convection. L'inconvénient de ces critères vient du fait qu'ils sont locaux ce qui réduit leur efficacité sur des champs expérimentaux bruités. De plus, l'identification de structures grande échelle par de telles fonctions se fait par le biais d'iso-contours dont les seuils sont arbitraires.

Certains critères non-locaux s'intéressent uniquement aux conséquences des structures tourbillonnaires sur les champs de vecteurs c'est-à-dire sur l'orientation des lignes de courant au voisinage d'un coeur de vortex. C'est le cas des critères  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  (Graftieaux *et al* 2001 [32]).

$\Gamma_1$  est défini de la façon suivante :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[PM \wedge U_M] \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U_M\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\Theta_M) dS$$

où  $P$ ,  $M$  et  $S$  sont définis sur la figure 2.14. Comprise entre  $-1$  et  $1$ , cette fonction met en évidence les zones (dont le centre est noté  $P$ ) dans lesquelles les vecteurs vitesses sont en tout point  $M$  quasi-normaux à  $P\vec{M}$ , ce qui est le cas d'un foyer. Le signe de  $\Gamma_1$  indique le sens de rotation.

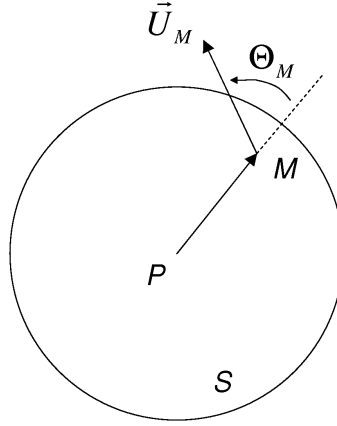


FIG. 2.14 – Notations concernant le critère  $\Gamma_1$ .

Dans le cas où l'on souhaite mettre en évidence une structure convectée dans un écoulement, par exemple sur un champ de vitesse instantané, il est préférable d'utiliser la fonction  $\Gamma_2$ , définie comme suit :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[PM \wedge (U_M - U_P)] \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U_M - U_P\|} dS$$

où  $U_P = \frac{1}{S} \int_{M \in S} U_M dS$  désigne la vitesse moyenne dans le voisinage  $S$  de  $P$ . Cette formule consiste à reprendre la formulation de  $\Gamma_1$  dans laquelle on a remplacé en tout point la vitesse absolue par une vitesse relative. Le critère  $\Gamma_2$  met ainsi en évidence le coeur de la structure et non le foyer (repéré par  $\Gamma_1$ ) qui dépend du repère d'observation. Le coeur d'une structure tourbillonnaire est définie comme la zone dans laquelle  $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$ . C'est ce critère qui est utilisé au cours de la thèse pour identifier les structures tourbillonnaires.

Les fonctions  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  donnent donc accès à la localisation de structures, à leur sens de rotation et leur taille mais ne délivrent pas d'information sur la force des tourbillons. Ces critères seront notamment utilisés dans cette thèse sur des champs de vitesse conditionnels afin de détecter les structures cohérentes mises en évidence.

### 2.2.3.2 Analyse topologique des écoulements

Une fois les points singuliers et séparatrices identifiées, la topologie des écoulements correspond à l'organisation de l'écoulement, et est déterminée par la connectivité de ces points. Le principe de base est d'intégrer les lignes séparatrices issues des cols. Elles peuvent soit sortir du domaine d'étude, soit aboutir à un autre point singulier. On va introduire la topologie à travers l'étude des décollements (Delery 1999 [23], Delery 2001 [24], Depardon 2005 *et al* [25]) car la structuration des écoulements est étroitement liée à l'apparition des décollements. Au cours de cette étude d'interaction de sillage avec une paroi, nous verrons d'ailleurs l'influence de l'apparition d'un décollement instationnaire en paroi sur les caractéristiques de l'interaction. Lors d'un décollement, la paroi du corps agit comme une source



de vorticité de l'écoulement. La vorticité est alors éjectée dans l'écoulement, donnant naissance à des structures tourbillonnaires. La topologie de l'écoulement et des structures générées est fonction de la nature et de l'intensité du décollement.

### Première approche du décollement

La condition d'adhérence à la paroi d'un corps, conjuguée à la viscosité du fluide, est à l'origine du décollement des écoulements. Les particules de fluide voient leur quantité de mouvement fortement diminuer en proche paroi et ne peuvent résister à de forts gradients de pression adverses. Les particules de fluide sont alors éjectées en dehors de la couche limite.

Dans le cadre d'écoulement bi-dimensionnel stationnaire incompressible, Prandtl (1904) [66] caractérise les points de décollement par une condition sur le frottement  $\tau$    la paroi :

$$\tau = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\tau}{dx} < 0$$

où  $x$  désigne la coordonnée longitudinale.

Une seconde caractérisation des points de décollement est liée aux équations de Prandtl de la couche limite, qui imposent que la vitesse normale  $w$  ainsi que l'épaisseur de couche limite  $\delta$ , varient en  $o(Re^{-1/2})$ . Lorsque cette condition n'est pas vérifiée, on met en évidence des singularités caractéristiques du décollement (Goldstein 1948 [31]). Les équations de Prandtl n'ont alors plus de solutions réelles en aval du décollement et une condition nécessaire simple de décollement est la présence d'importantes vitesses normales à la paroi :

$$w/U \gg Re^{-1/2}, z > 0$$

ce qui implique par continuité :

$$\delta/x \gg Re^{-1/2}$$

Les singularités des équations de couche limite ont permis de mettre en place des critères rigoureux pour définir les décollements pour des écoulements bidimensionnels stationnaires incompressibles. Cette définition du décollement devient moins rigoureuse lorsque l'on considère des écoulements instationnaires et/ou tridimensionnels.

On vient de voir que le décollement est caractérisé par l'éjection de vorticité dans l'écoulement faiblement rotationnel. Les interactions entre ces deux types d'écoulement sont les mécanismes qui conditionnent l'apparition et l'évolution du décollement dans le temps. Leur nature étant instable et instationnaire, l'hypothèse de stationnarité ne peut être appliquée au décollement. Les critères établis pour le décollement de la couche limite  $2D$  en écoulement stationnaire ne sont plus valides.

La bulle de recirculation  $2D$  (figure 2.13 (gauche)) induit l'existence d'une liaison col-col qui est naturellement instable (Tobak & Peake, 1982 [80]). Une configuration plus réaliste est présentée figure 2.13 (droite) avec l'ouverture de la séparatrice qui implique la tridimensionnalité. En effet, les instabilités éjectées au niveau du point col s'enroulent dans la bulle de recirculation puis sont éjectées de manière transversale. La tridimensionnalité de l'écoulement fait apparaître des structures tourbillonnaires de dimension transversale donnée. Les approches définissant les décollements tridimensionnels sont qualifiées de topologiques.

### Décollements tridimensionnels

L'accès le plus simple à l'observation de la topologie d'un écoulement s'effectue par visualisations pariétales de type enduits visqueux. C'est une technique très simple à mettre en place qui donne accès à la cartographie des lignes de frottement sur toute la surface du corps étudié.

Legendre 1977 [49] fournit un cadre mathématique pour analyser le lien entre la structure tridimensionnelle des écoulements et le spectre pariétal des lignes de frottement. Il se place dans le cadre d'un écoulement laminaire, incompressible et stationnaire, sans singularités (ni géométriques de type arêtes, ni de l'écoulement de type chocs) et impose deux postulats majeurs :

- ⇒ 1. En général deux lignes de courant infiniment voisines ne se coupent pas et restent infiniment voisines, sauf si elles aboutissent en un point singulier ou si elles sont voisines d'une ligne aboutissant en un point de bifurcation. Le nombre de ces points particuliers est limité pour des problèmes pratiques.
- ⇒ 2. En général, le vecteur vitesse et le vecteur flux, produit de la vitesse par la masse spécifique, sont des fonctions continues et dérivables des coordonnées, convenablement approchées par des développements en séries limitées.

On considère l'espace à deux dimensions constitué par la surface d'un corps à trois dimensions dans un repère cartésien. Les lignes de frottement sont solutions du système différentiel suivant :

$$\frac{dx}{\tau_x(x, y)} = \frac{dy}{\tau_y(x, y)}$$

En chacun des points de la paroi ne passe qu'une seule trajectoire sauf aux points dits singuliers définis par :

$$\tau_x(x, y) = \mu \frac{\partial u_x}{\partial z} = 0 \quad , \quad \tau_y(x, y) = \mu \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0$$

L'analyse topologique s'intéresse à la répartition de ces points singuliers. La solution au voisinage d'un point singulier  $S_0$  est déterminée au moyen d'un développement de Taylor limité au premier ordre :

$$\tau_x(x, y) = \left( \frac{\partial \tau_x}{\partial x} \right)_{S_0} (x - x_0) + \left( \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right)_{S_0} (y - y_0) \quad (2.1)$$

$$\tau_y(x, y) = \left( \frac{\partial \tau_y}{\partial x} \right)_{S_0} (x - x_0) + \left( \frac{\partial \tau_y}{\partial y} \right)_{S_0} (y - y_0) \quad (2.2)$$

Cette approche initialement développée pour l'analyse de la topologie de champs stationnaires s'étend à l'analyse de champs moyens.

En introduisant  $F$  la matrice jacobienne du frottement en un point singulier, les équations 2.1 et 2.2 deviennent :

$$\begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

avec

$$F = \begin{vmatrix} \frac{\partial \tau_x}{\partial x} & \frac{\partial \tau_y}{\partial x} \\ \frac{\partial \tau_x}{\partial y} & \frac{\partial \tau_y}{\partial y} \end{vmatrix}$$

En fonction de  $p = -tr(F)$  et  $q = det(F)$  on détermine la nature et les directions propres des points singuliers. On effectue ainsi une classification en cinq types de points singuliers (figure 2.15) :

- ⇒ les points cols :  $q < 0$
- ⇒ les noeuds source :  $q < p^2/4$  ,  $p < 0$
- ⇒ les noeuds puits :  $q < p^2/4$  ,  $p > 0$
- ⇒ les foyers source :  $q > p^2/4$  ,  $p < 0$
- ⇒ les foyers puits :  $q > p^2/4$  ,  $p > 0$

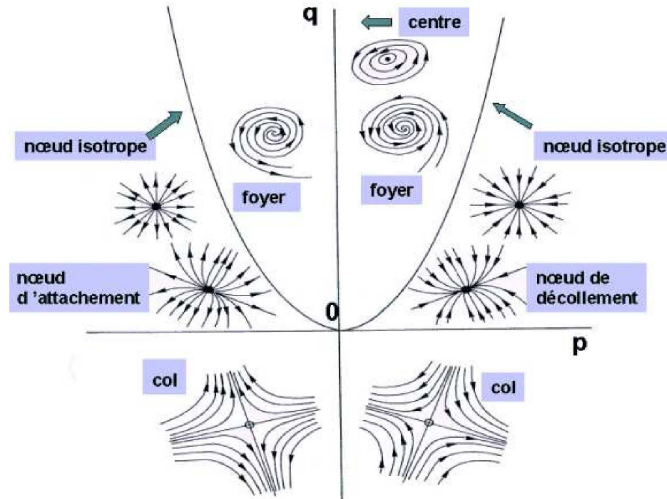


FIG. 2.15 – Classification des points singuliers 2D dans le plan  $(p,q)$ , où  $p = -tr(F)$  et  $q = det(F)$ , d'après Delery 1999 [23].

Les règles topologiques régissant l'organisation des points singuliers sont rappelées par Legendre 1977 [49], elles sont indispensables pour la compréhension d'un spectre pariétal :

- ⇒ 1. Les lignes de frottement ne peuvent se couper qu'en des points singuliers. Pour un noeud ou un foyer, toutes les lignes du voisinage s'y rencontrent. Dans le cas d'un col, il n'y en a que deux : les séparatrices,
- ⇒ 2. Les lignes de frottement prennent naissance à une source (noeud ou foyer) et meurent à un puit (noeud ou foyer). Ce sont les extrémités de celles-ci. Au contraire les cols sont des lieux de bifurcation de ces lignes,
- ⇒ 3. Le nombre de points singuliers et leur nature est soumis à des contraintes topologiques traduites par la formule de Poincaré :

$$\sum (\text{Noeuds} + \text{Foyers}) - \sum (\text{Cols}) = 2 - 2c$$

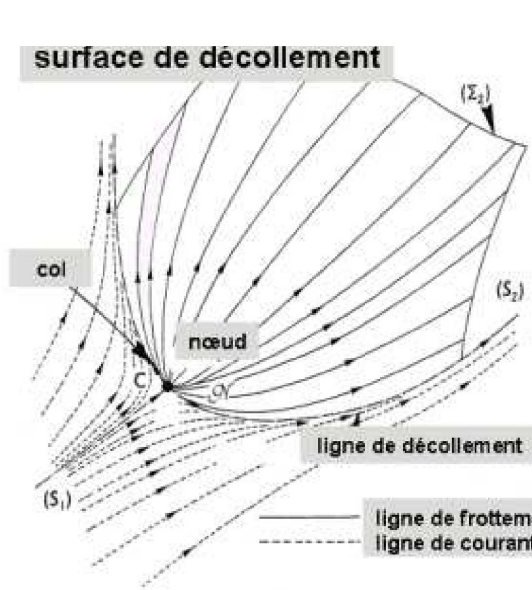
où  $c$  désigne la complexité de la surface (i.e.  $c=0$  pour une surface simplement connexe comme une sphère,  $c=1$  pour un tore),

- ⇒ 4. Un écoulement est qualifié de décollé lorsque son spectre compte au moins un col.

On vient de voir à travers la 4<sup>e</sup> règle topologique que la présence d'un point col implique la présence d'une région d'écoulement décollée. Le point col peut être un point de décollement ou un point de recollement. Au niveau d'un point col deux écoulements de directions opposées se rencontrent, les séparatrices sont des asymptotes pour les lignes de frottement voisines (figure 2.16 et 2.17).

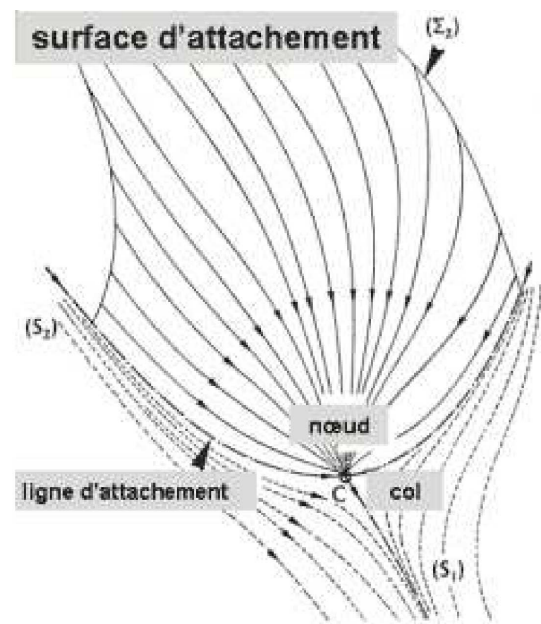
En considérant un point col associé à un décollement où les lignes de frottement s'approchent asymptotiquement des séparatrices, on effectue la conservation du débit sur un tube de courant s'approchant de la surface de décollement. L'écoulement subit une accélération, les vitesses normales à la paroi augmentent fortement (figure 2.18). Les séparatrices sont les lignes dont sont issues les surfaces de décollement, elles sont les traces à la paroi des surfaces de décollement. Leur répartition accessible

par exemple à l'aide d'enduits visqueux, nous renseigne donc sur la structure tridimensionnelle des écoulements.



Vue de l'Amont

FIG. 2.16 – Représentation des séparatrices et de la surface de décollement associée, d'après Delery 1999 [23].



Vue de l'Aval

FIG. 2.17 – Représentation des séparatrices et de la surface de recollement associée, d'après Delery 1999 [23].

Delery 1999 [23] présente deux configurations de décollements élémentaires qui par composition donnent accès à toutes les topologies  $3D$ . La première est celle du tourbillon en fer à cheval qui présente un foyer dans le centre de symétrie de l'écoulement (figure 2.19). L'apparition du foyer est due à l'ouverture de la séparatrice de la bulle de recirculation qui entraîne aussi la tridimensionnalité du décollement. Le foyer met en évidence une vorticité parallèle à la paroi, normale à l'écoulement. Le spectre pariétal est caractérisé par une liaison col-noeud.

La seconde configuration de décollement fait apparaître une vorticité normale à la paroi associée à une structure tourbillonnaire appelée trombe (figure 2.20). Le spectre pariétal est caractérisé par une liaison col-noeud.

### 2.2.3.3 Prolongement vers une analyse topologique instationnaire

Les moyens de mesure modernes de type  $HS - PIV$  donnent accès à l'évolution temporelle des structures de l'écoulement et donc à la dynamique des écoulements. Il est dans ce cas possible d'adopter une vision Lagrangienne d'analyse de l'écoulement. L'utilisation de l'approche Lagrangienne a pour objectif d'aborder plus finement le problème de la définition de la « structuration » pour un écoulement instationnaire.

On sait que pour un champ de vitesse  $v(x, t)$ ,  $\nabla v(x, t)$  permet de définir un instantané de la structure des lignes de courant autour de tout point. Toutefois, Haller 2002 [35] a montré que ces caractéristiques locales et instantanées ne sont pas suffisantes pour déterminer une dynamique Lagrangienne à temps fini. En outre, il a proposé une série de critères pour caractériser la persistance des structures topologiques en suivant la trajectoire des particules fluides, ce qui conduit à une définition Lagrangienne des structures d'écoulement. Dans le même article, il introduit la notion de  $FTLE$  (Finite Time Lyapounov Exponents)   partir d'une approche dédiée aux systèmes dynamiques fonctions du temps et connus sur

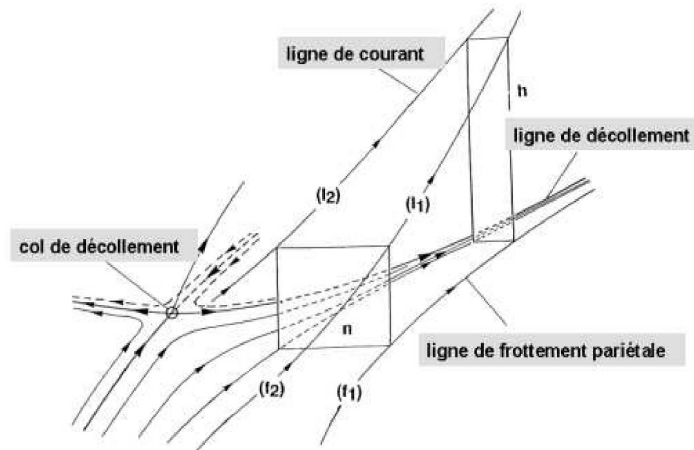


FIG. 2.18 – Accélération du fluide à l’approche d’un point de décollement, d’après Delery 1999 [23]

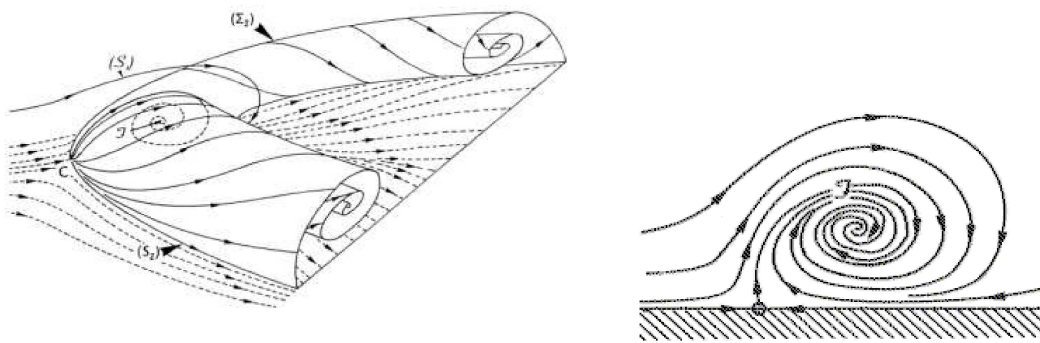


FIG. 2.19 – Tourbillon en fer à cheval, d’après Delery 1999 [23].

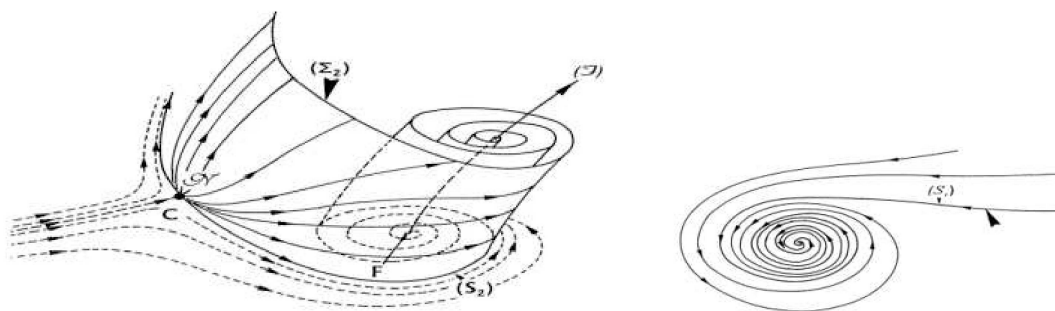


FIG. 2.20 – Tourbillon trombe, d’après Delery 1999 [23].

un temps fini. Cette approche est particulièrement adaptée à l'exploitation de calculs/expérimentations en mécanique des fluides. Le suivi des particules fluides sur un temps fini va permettre de caractériser les zones d'étirement et de convergence de l'écoulement.

Le formalisme qui suit est adapté de Garth *et al* 2007 [30]. Dans un domaine spatial et temporel fini, la position  $x$  de la particule fluide partie en  $x_0$  à  $t = t_0$  est obtenue par intégration du champ de vitesse le long de la trajectoire de la particule. A tout instant  $t$ ,  $x(t_0; t_0, x_0)$  vérifie  $x(t_0; t_0, x_0) = x_0$  et  $\dot{x}(t; t_0, x_0) = v(t, x)$  où le point correspond à la dérivée par rapport au premier paramètre. En intégrant toutes les trajectoires à proximité de  $x_0$  pendant le temps  $T$  et après linéarisation, Haller 2001 [34] montre que le maximum d'étirement apparait dans une direction unique associée à la plus grande des valeurs propres  $\lambda_{max}$  de la matrice  ${}^T A.A$  où  $A = \nabla_{x_0}.x(t_0 + T; t_0, x_0)$  est le gradient spatial de l'écoulement autour de  $x_0$  après le temps d'intégration  $T$ . Pour obtenir le taux moyen de separation exponentiel, le coefficient *FTLE*  $\sigma_{t_0}^T(x_0)$  est défini par :

$$\sigma_{t_0}^T(x_0) = \frac{1}{|T|} \cdot \ln \sqrt{\lambda_{max}}$$

$\sigma_{t_0}^T(x_0)$  est une quantité scalaire Eulérienne qui contient des informations Lagrangiennes au temps  $T$ .

La méthode permet de détecter les lignes d'étirement ou de convergence maximum en un temps  $T$  fini. Sur la figure 2.21 correspondant à l'exemple d'un point selle stationnaire, on voit que les séparatrices à temps  $T$  positif ou négatif permettent de distinguer les régions dans le domaine fluide ayant des comportements (dynamiques) différents. Les courbes 1 et 2 sont dites stables (convergentes) alors que les courbes 3 et 4 sont dites instables (divergentes). Ces courbes peuvent être interprétées de la manière suivante :

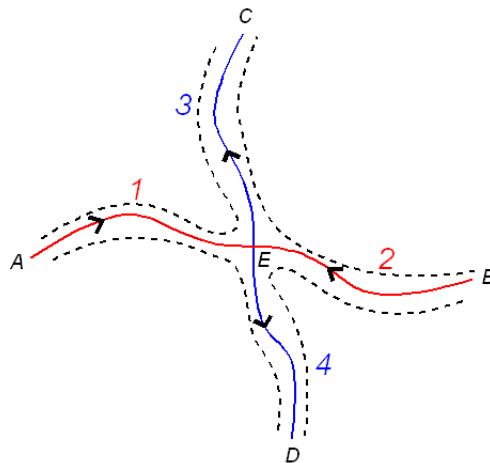


FIG. 2.21 – Exemple d'un point selle stationnaire.

- ⇒ si deux particules infiniment proches partent de chaque côté de 1 ou 2, quand le temps  $t$  augmente, elles vont vers  $E$  et ensuite se séparent vers  $C$  ou  $D$ . Les lignes 1 et 2 sont alors une crête pour un temps d'intégration  $T > 0$ .
- ⇒ si deux particules infiniment proches partent de chaque côté de 3 ou 4, quand le temps  $t$  diminue, elles vont vers  $E$  et ensuite se séparent vers  $A$  ou  $B$ . Les lignes 3 et 4 sont alors une crête pour un temps d'intégration  $T < 0$ .

Cette technique sera utilisée dans ce travail. Afin de montrer clairement sont intérêt, nous reprenons un extrait du travail de Master de T. Tran Tung, effectué dans le cadre de l'*ANR DIB*. On s'intéresse

à la résolution du problème bidimensionnel de deux tourbillons de Lamb-Oseen. On construit l'écoulement dans le plan  $(x, y)$  avec deux tourbillons potentiels ( $+\Gamma$  en  $(0, +h)$  et  $-\Gamma$  en  $(0, -h)$ ) et une vitesse à l'infini  $U_\infty$  :

- $\Rightarrow$  si  $U_\infty = 0$ , on obtient le mouvement d'une paire de tourbillon dans un écoulement externe au repos.
- $\Rightarrow$  si  $U_\infty = -\frac{\Gamma}{4\pi h}$ , les deux tourbillons sont fixes et cela revient à se placer dans le référentiel des tourbillons.
- $\Rightarrow$  si  $U_\infty$  quelconque, on peut étudier des tourbillons transportés par un écoulement.

Les lignes de courant sont déterminées à l'aide de la fonction de courant qui est définie à partir de la fonction potentielle (superposition d'un potentiel d'écoulement uniforme et potentiel des deux tourbillons). On utilise tout d'abord le problème stationnaire pour mettre en évidence l'efficacité de la méthode *FTLE*. Les lignes de courant et le champ de vecteur correspondant sont présentés sur la figure 2.22 (paramètres adimensionnés :  $\Gamma = 1$ ,  $h = 1$ ). Dans ce cas, la limite de la structure cohérente (*LCS*) est la seule ligne de courant qui coupe l'axe des abscisses. C'est une ligne de courant fermée ce qui implique que le débit à travers la *LCS* est nul.

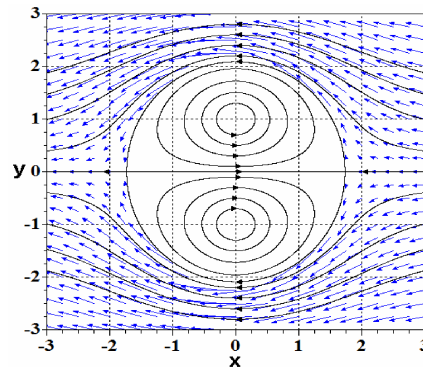


FIG. 2.22 – Champ de vitesse associé aux deux tourbillons stationnaires.

On applique la méthode *FTLE* avec un temps d'intégration adapté ( $T = \pm 40ms$ ) et une valeur seuil de 0.9 (seul les valeurs supérieures à 90% du maximum de *FTLE* sont représentées). Le temps d'intégration doit être fixé par rapport à la structure que l'on souhaite capter c'est-à-dire de l'ordre de la moitié du temps de retournement du tourbillon considéré. On observe clairement sur les figures 2.23 et 2.24, les frontières de convergence ( $T$  positif) et de divergence ( $T$  négatif) qui correspondent tout à fait avec la frontière analytique de la *LCS*.

L'intérêt principal des *FTLE* étant la structuration des écoulements instationnaires, on applique la méthode dans le cas des deux tourbillons instationnaires. En construisant un champ de deux tourbillons sans vitesse à l'infini, on obtient deux tourbillons se déplaçant du fait des vitesses induites de l'un sur l'autre. Les lignes de courant sont représentées sur la figure 2.25. Analytiquement, les deux tourbillons bougent à la vitesse  $U_{tourbillon} = \frac{\Gamma}{4\pi h}$ . La figure 2.26 montre, pour un temps négatif, l'évolution temporelle de la *LCS* au cours du déplacement de la paire de tourbillon. La détection et le suivi de structures instationnaire est rendu possible par les *FTLE* ce qui est impossible par l'observation des lignes de courant.

Au cours de cette étude, la méthode *FTLE* sera utilisée notamment pour caractériser un décollement instationnaire à la paroi (figure 2.27). Un temps d'intégration  $T$  négatif est utilisé si bien que le décollement est vu comme une séparatrice instable (séparatrice du système dynamique) associée à une crête du champ de *FTLE* (appelée *ridge line* en anglais). Cela permettra de déduire les propriétés

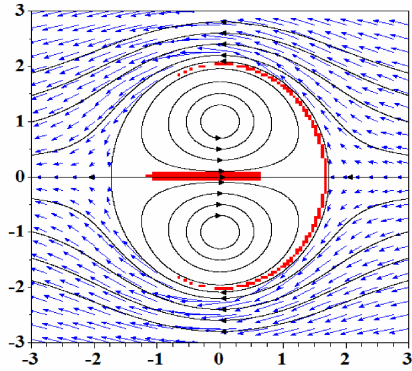


FIG. 2.23 – Champ de *FTLE* ( $T = -40ms$ ) superposé au champ de vitesse.

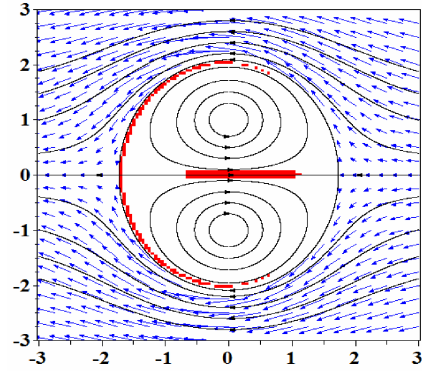


FIG. 2.24 – Champ de *FTLE* ( $T = +40ms$ ) superposé au champ de vitesse.

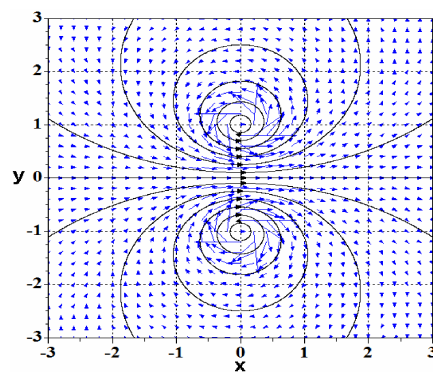


FIG. 2.25 – Champ de vitesse associé aux deux tourbillons instationnaires.



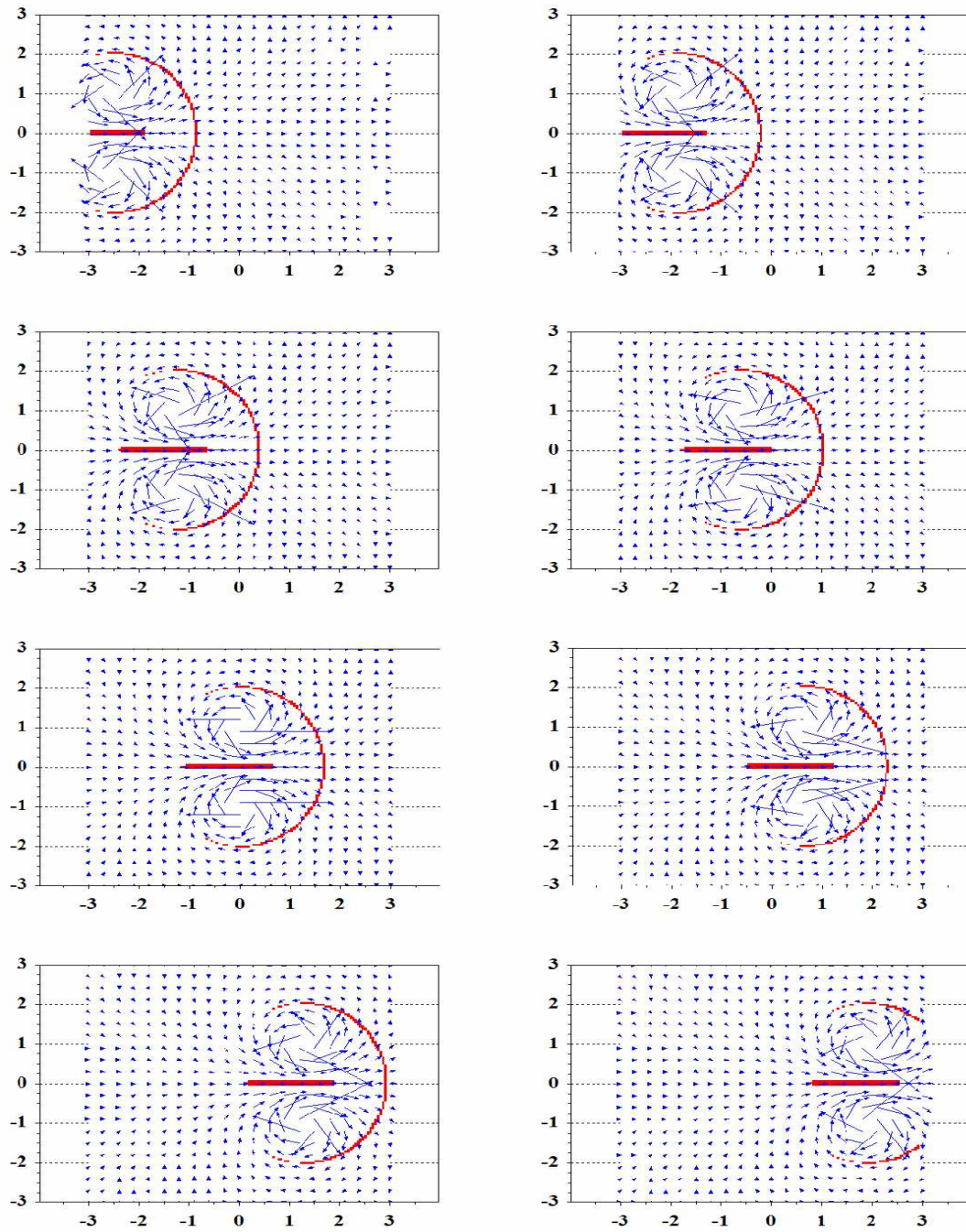


FIG. 2.26 – Evolution temporelle de la *LCS* associée au déplacement instationnaire des deux tourbillons.

spatio-temporelle du champ de vitesse dans la zone du décollement.

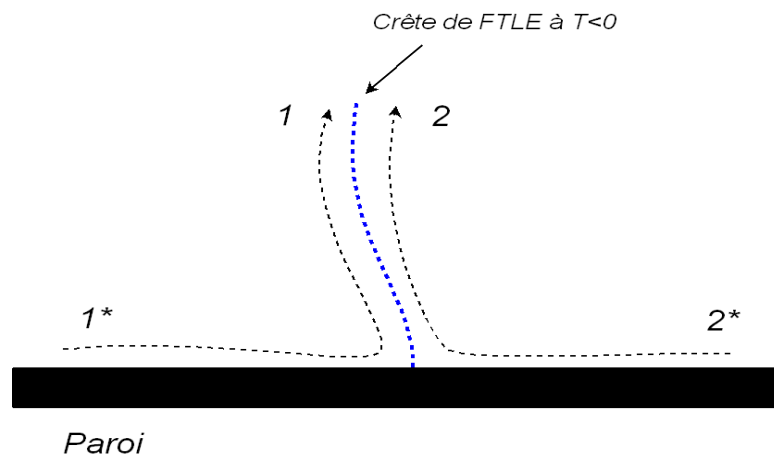


FIG. 2.27 – Représentation de la trajectoire des particules de chaque côté d’une crête de *FTLE* au niveau d’un point de décollement instationnaire à la paroi.

## 2.3 Synthèse

L'étude bibliographique nous a permis, dans un premier temps, d'expliquer le choix de l'obstacle utilisé pour générer l'interaction sillage/paroi caractéristique de l'aérodynamique automobile. Les spécificités du sillage tridimensionnel du disque en écoulement libre ont été présentées parallèlement aux interactions de sillages d'obstacles bidimensionnels en interaction avec une paroi. Pour ces cylindres « infinis », un paramètre fondamental est la distance de l'obstacle à la paroi associé au débit massique entre la paroi et l'obstacle. Ce paramètre joue sur le niveau de l'interaction et l'intensité du lâcher tourbillonnaire issu du sillage. Dans ce cas, le rapprochement de l'obstacle a plusieurs effets sur l'aérodynamique de proche paroi sous le sillage du disque :

- ⇒ Les structures turbulentes de la couche cisailée inférieure viennent en interaction directe avec la couche limite qui se développe sur la paroi.
- ⇒ L'écoulement externe entre le sillage et la paroi est modifié du fait de la proximité de l'obstacle (figure 2.8). L'accélération de l'écoulement sous le cylindre est associée à une dépression et à l'apparition d'un gradient de pression adverse. Dans certaines études de cylindre à base carré ou circulaire (Duraó *et al* 1991 [26], Grass *et al* 1984 [33]), il est notamment mentionné l'apparition d'une zone de recirculation en aval de l'obstacle.

L'aérodynamique mise en place lors de cette étude est tridimensionnelle et instationnaire. Le lien entre cette aérodynamique complexe et les sources de pression hydrodynamiques fluctuantes s'effectue par l'intermédiaire de l'équation de Poisson. On remarque notamment que les zones d'étirement engendrent des fluctuations positives de pression tandis que les zones de vorticité engendrent des fluctuations négatives de pression. Etant donné que le positionnement de ces zones est piloté par l'organisation des structures, on peut penser que la signature instationnaire en pression pariétale va être fonction des propriétés spatio-temporelles des structures de l'écoulement.

Il est difficile d'effectuer des mesures volumiques complètes permettant à elles seules de définir rapidement la structure de l'écoulement. Les données expérimentales disponibles sont des mesures de pression multi-points à la paroi ainsi que des mesures de vitesse dans différents plans. On dispose donc d'informations Eulérienne partielle en seulement quelques points ou quelques plans. Pour des écoulements bidimensionnels en moyenne (par exemple cylindre « infini »), des structures cohérentes sont mises en évidence par des moyennes conditionnelles (ou de phase) du champ de vitesse. Des conditions très strictes associées à des réalisations très énergétiques sont nécessaires pour révéler clairement les structures. Les méthodes d'estimations stochastiques s'avèrent aussi utiles pour mettre en évidence les structures cohérentes dans un écoulement turbulent avec pour avantage de pouvoir caractériser le lien entre la vitesse et la grandeur physique utilisée pour l'estimation. Un des objets de la thèse est d'extraire des structures cohérentes dans un écoulement tri-dimensionnel turbulent à l'aide de données expérimentales partielles de vitesse et de pression (plan/points).

L'intérêt de l'approche topologique est, à ce moment là, de comprendre la structure tridimensionnelle de l'écoulement moyen à partir de l'organisation de quelques points singuliers détectés sur nos mesures. Il est aussi possible d'appliquer cette méthode à des champs de vitesse obtenus par moyenne conditionnelle. C'est un premier pas pour analyser le lien entre le champ de vitesse et la signature en pression. L'analyse topologique moyenne est rendue possible par les critères de détection de structures qui permettent d'obtenir les différents points singuliers de l'écoulement. Afin d'effectuer un lien avec la signature instationnaire de pression pariétale, on s'interroge ensuite sur la structuration des écoulements instationnaires. Une méthode sera appliquée à notre cas pour effectuer le suivi des structures de l'écoulement et comprendre plus finement le lien entre la pression pariétale et la vitesse dans un écoulement tridimensionnel complexe.

# Chapitre 3

## Dispositif expérimental, instrumentation et techniques de mesure

Les moyens expérimentaux utilisés dans le cadre de ce travail sont présentés dans ce chapitre. Les expérimentations ont été réalisées au *LEA – CEAT* dans la soufflerie *EOLE* qui est une soufflerie anéchoïque subsonique de type Eiffel, dont nous rappelons les caractéristiques principales. Nous présentons ensuite le dispositif expérimental mis en place ainsi que les techniques de mesures mis en oeuvre : mesure de pression fluctuante par capteurs déportés et mesure de champs de vitesse par *PIV* ((*2D, 2C*) et (*2D, 3C*)).

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Soufflerie Eole</b>	<b>42</b>
3.1.1	Caractéristiques aérodynamiques de la soufflerie Eole	42
3.1.2	Caractéristiques acoustiques de la soufflerie	43
<b>3.2</b>	<b>Approche retenue - Dispositif expérimental</b>	<b>43</b>
3.2.1	Approche retenue	43
3.2.2	Configuration de la veine d'essais	44
3.2.3	Obstacle	45
3.2.4	Plaque épaisse	47
3.2.5	Choix technologiques pour la mesure de pression pariétale	48
3.2.6	Système de coordonnées	49
<b>3.3</b>	<b>Mesure de la pression</b>	<b>49</b>
3.3.1	Système d'acquisition	49
3.3.2	Capteur de pression moyenne	49
3.3.3	Microphones à électret	50
3.3.4	Capteurs différentiels de pression fluctuante	52
3.3.5	Correction fréquentielle des signaux de pression	54
3.3.6	Correction temporelle des signaux de pression	55
3.3.7	Microphones champ lointain	56
<b>3.4</b>	<b>Métriologie dédiée à l'observation de la structure de l'écoulement - Mesure du lien pression/vitesse</b>	<b>57</b>
3.4.1	Visualisations pariétales	57
3.4.2	Particule Image Velocimetry ( <i>PIV</i> )	57
3.4.3	Post-traitement des données de vitesse	59
3.4.4	Synchronisation des mesures pression/vitesse	60
3.4.5	Procédure d'acquisition pour les mesures couplées - Disposition des capteurs	61
3.4.6	Validation de la mesure de pression fluctuante en présence d'ensemencement	63
<b>3.5</b>	<b>Synthèse</b>	<b>64</b>

---

## 3.1 Soufflerie Eole

### 3.1.1 Caractéristiques aérodynamiques de la soufflerie Eole

La soufflerie subsonique anéchoïque Eole est présentée sur la figure 3.1. Cette soufflerie de type Eiffel (fonctionnant en aspiration) possède les caractéristiques suivantes :

- ⇒ Une chambre de tranquillisation équipée de filtres anti-poussière de porosité inférieure à  $5\mu m$ , suivie d'un nid d'abeille à mailles hexagonales de  $5mm$ , permet d'obtenir un écoulement stationnaire et quasi-uniforme,
- ⇒ Un convergent de profil elliptique de rapport de contraction égal à 8,
- ⇒ Une chambre anéchoïque de dimension  $4 \times 5 \times 6m^3$  dont les parois sont recouvertes d'une mousse en polypropylène de  $20cm$  d'épaisseur, pour l'absorption acoustique.
- ⇒ Un collecteur adapté à la configuration de la soufflerie utilisée : libre, 3/4 ouverte , 1/2 ouverte (semi-guidée) ou fermée (guidée),
- ⇒ Un groupe moto-ventilateur constitué de 10 pâles de puissance  $6.5kW$  et de vitesse de rotation allant jusqu'à  $1460tr/min$ ,
- ⇒ Les ailettes de stabilisation situées près du ventilateur permettent de stabiliser l'écoulement et, par un traitement acoustique, de limiter la propagation vers l'amont du bruit généré par le groupe moto-ventilateur.

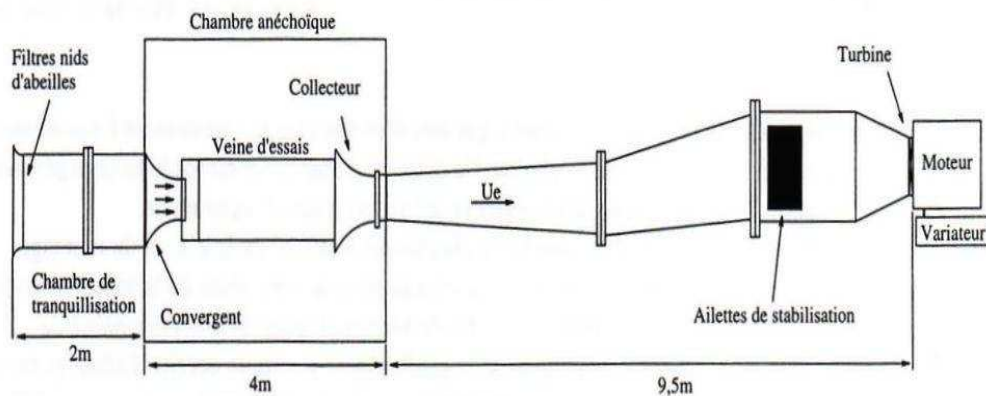


FIG. 3.1 – Schéma général de la soufflerie EOLE

Un variateur électronique *UMV2301 AS* Leroy Somer contrôle la vitesse de rotation du groupe moto-ventilateur. La vitesse de l'écoulement peut varier entre  $15m/s$  et  $60m/s$ . Des mesures fil chaud et *LDV* ont été réalisées dans la soufflerie Eole en configuration 3/4 ouverte dans le cadre du travail de thèse S. Debert 2008 [22]. Les profils de vitesse longitudinales moyenne  $U$  à trois positions longitudinales ( $300mm$ ,  $500mm$  et  $700mm$  du convergent) et leurs taux de turbulence respectifs sont mesurés pour une couche limite turbulente se développant sur la paroi de la veine d'essais. Quelle que soit la position longitudinale, les taux restent tous de l'ordre de 1% en milieu de veine.

La configuration utilisée pour notre étude est la configuration 1/2 ouverte, la plaque est donc bordée de deux parois latérales (figure 3.2). On verra par la suite pourquoi cette configuration de la veine d'essais a été choisie. Une vitesse de  $40m/s$  est retenue pour travailler à des nombres de Reynolds suffisamment proches de la configuration véhicule et obtenir des interactions sillage/paroi du même type.

La soufflerie est équipée d'un système de déplacement 3-axes Charly Robot d'une résolution de  $0.12mm$ . Ce dispositif est utilisé lors des mesures *PIV* afin de déplacer avec précision l'ensemble

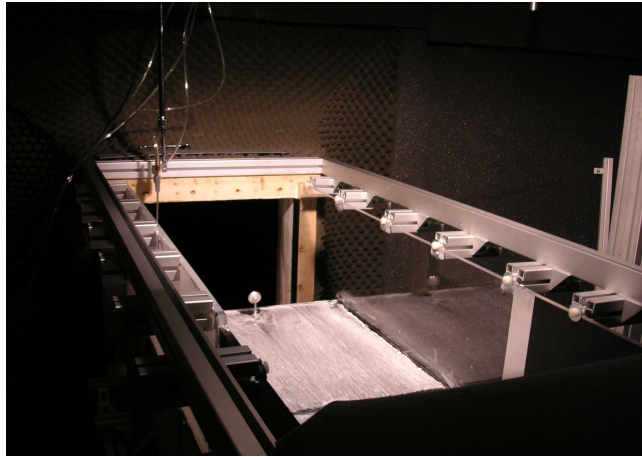


FIG. 3.2 – Veine d'essais de la soufflerie EOLE en configuration 1/2 ouverte (Vue de l'aval)

caméra(s) et laser.

### 3.1.2 Caractéristiques acoustiques de la soufflerie

La mesure du bruit de fond a été réalisée à l'aide de microphones disposés en champ lointain. Le spectre obtenu est montré sur la figure 3.3. On retrouve tout d'abord le fait qu'en dessous de  $100\text{Hz}$ , le niveau acoustique est plus élevé et qu'il semble difficile d'espérer faire émerger un signal acoustique provenant d'une maquette dans la veine d'essais. On observe aussi un pic marqué à une fréquence légèrement inférieure à  $200\text{Hz}$  qui correspond à la fréquence de passage des pales pour une vitesse d'écoulement à  $40\text{m/s}$ .

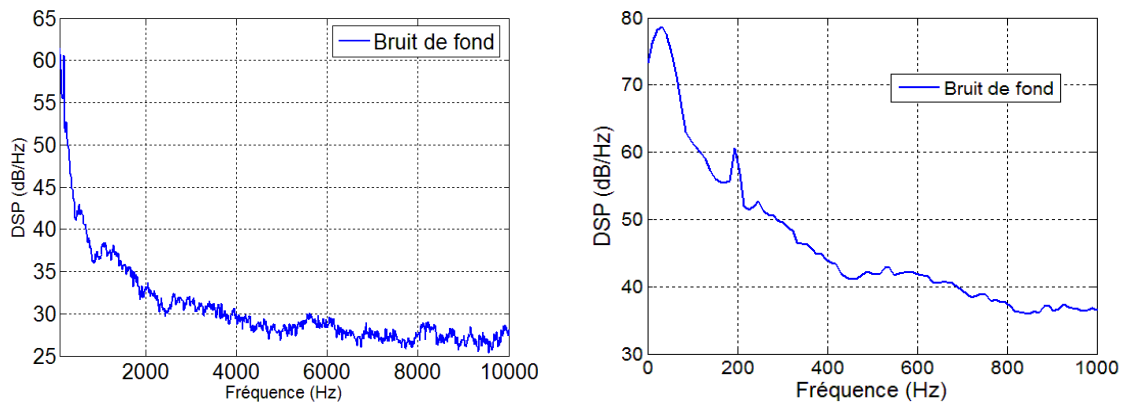


FIG. 3.3 – Mesure du bruit de fond de la soufflerie - Spectre obtenu à partir d'un microphone en champ lointain : (gauche)  $100 < f < 10\text{kHz}$ ; (droite)  $0 < f < 1000\text{Hz}$

## 3.2 Approche retenue - Dispositif expérimental

### 3.2.1 Approche retenue

On souhaite étudier les interactions sillage/paroi (perturbé ou non par une zone décollée amont) caractéristiques de l'écoulement autour d'un rétroviseur. La configuration modèle que l'on va étudier est constituée de deux disques disposés de part et d'autre d'une plaque épaisse (figure 3.4). Les deux disques permettent d'assurer la symétrie de l'écoulement avec un débit moyen égal de chaque côté de la plaque. Pour empêcher l'apparition d'un décollement en amont du disque, la plaque épaisse est

munie d'un bord d'attaque elliptique. On déclenche alors la transition vers la turbulence de la couche limite par un fil de transition (diamètre  $0.5mm$ ) au niveau du bord d'attaque. Dans ce cas on étudie l'interaction du sillage du disque avec une couche limite turbulente. Afin de générer la zone décollée en amont du disque, on remplace le bord d'attaque elliptique par un bord d'attaque droit (figure 3.5). La démarche adoptée est graduelle puisque l'on va chercher tout d'abord à comprendre l'interaction sillage/paroi non perturbée pour comprendre par la suite l'effet de la zone décollée amont.

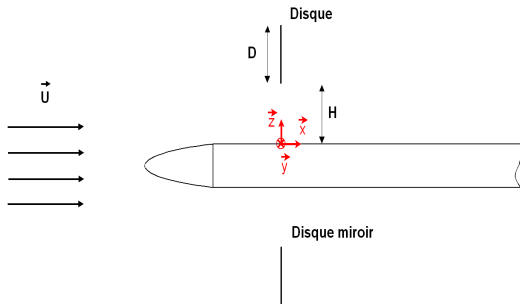


FIG. 3.4 – Maquette en configuration d'interaction sillage/paroi

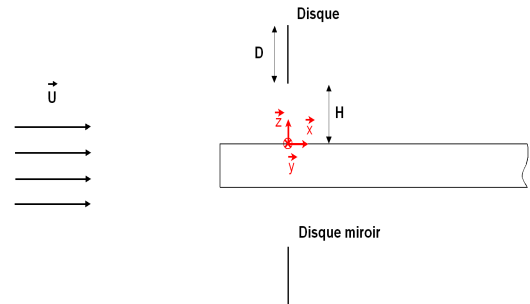


FIG. 3.5 – Maquette en configuration d'interaction sillage/paroi perturbée par une zone décollée amont

### 3.2.2 Configuration de la veine d'essais

La maquette étudiée est constituée d'une plaque épaisse et de deux disques. On souhaite avoir un écoulement le plus propre possible en amont du disque mais aussi de part et d'autre de la plaque épaisse, c'est pourquoi on tente de minimiser les effets des parois. La largeur de la plaque est fixée identique à la largeur de la veine d'essais ( $460mm$ ), ce qui permet d'avoir un rapport d'aspect suffisamment grand ( $r = 15.3$ ) pour obtenir un écoulement « bidimensionnel en moyenne » au centre de la plaque. Il faut cependant être très prudent avec l'emploi du terme « bidimensionnel » car on sait que l'écoulement instantané présente des structures tridimensionnelles (Kiya and Sasaki 1983 [44]). De plus, les champs moyens peuvent être fortement influencés par les deux plaques latérales. La contrainte verticale maximale est liée au positionnement des deux disques. On doit être capable de positionner les disques à une hauteur  $H$  suffisamment grande pour retrouver les conditions d'un sillage de disque en écoulement libre.

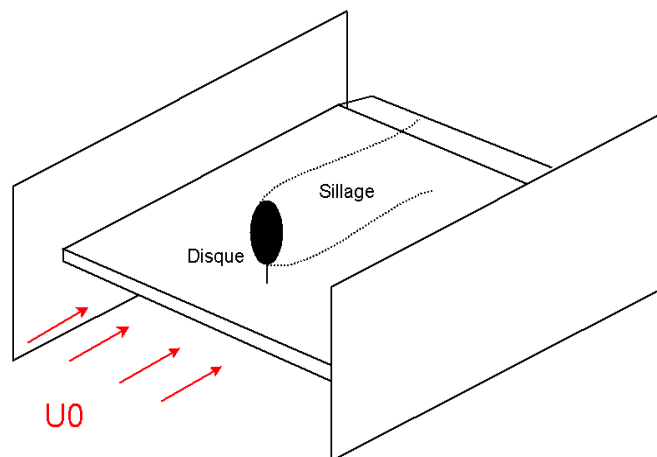


FIG. 3.6 – Représentation schématique de la maquette fixée aux deux parois de la veine d'essais.

Plusieurs choix technologiques sont possibles pour la fixation de la maquette. On peut penser tout d'abord à un système à l'extérieur de la veine venant supporter la plaque à ses deux extrémités

transversales. La soufflerie serait alors en configuration ouverte. Le problème induit par une telle solution est d'ordre acoustique. En effet, une interaction entre la couche de cisaillement générée en sortie de convergent et la maquette apparaîtrait. Cette interaction risque d'induire une source acoustique importante lors de l'impact des structures turbulentes de la couche cisaillée sur les bord de la maquette. La solution est de placer sur les bords de la veine des parois appelées « flasques » qui vont supporter la maquette mais aussi éviter l'interaction de la maquette avec la couche de cisaillement (figure 3.6). Une nouvelle interaction moins intense sur le plan acoustique apparait alors, c'est l'interaction des extrémités de la maquette avec la couche limite se développant sur les parois.

Enfin, on fait le choix d'une configuration demi-ouverte afin de permettre la mesure acoustique par des microphones en champ lointain. Le développement des couches cisaillées inférieures et supérieures aux bords de veine n'est pas problématique car le collecteur de section plus grande permet de pallier à l'expansion du jet. Dans le cadre de mesures acoustiques en champ lointain, on dispose des lames fines en acier à la sortie du convergent afin d'avoir des couches cisaillées initiales les plus fines possibles (figure 3.7). Ainsi, le bruit rayonné par ces couches cisaillées en direction des microphones champ lointain est minimisé (figure 3.7).

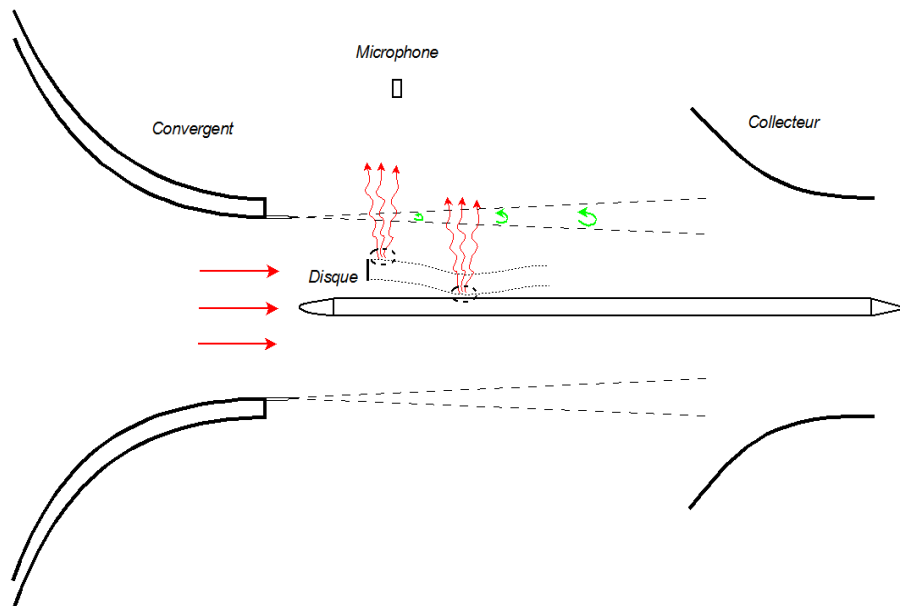


FIG. 3.7 – Représentation schématique des mécanismes de génération/transmission acoustique (vue de côté)

### 3.2.3 Obstacle

#### 3.2.3.1 Description de l'obstacle

Le choix de l'obstacle à l'origine de l'interaction du sillage tridimensionnel avec une paroi a été réalisé dans la partie bibliographique. Il repose sur les connaissances de l'écoulement de sillage de disque en écoulement libre et la volonté de s'approcher de l'écoulement existant sur véhicule.

Les caractéristiques géométriques de l'obstacle et du système de fixation sont données sur les figures 3.8 et 3.9. On sait que le sillage du disque est marqué par un décollement fixé sur toute sa circonférence. Des études de stabilité réalisées à bas Reynolds (Natarajan and Acrivos 1993 [61], Fabre *et al* 2008 [28]) ont montré que la présence de cette singularité de l'écoulement est à l'origine de la différence fondamentale avec le développement du sillage de la sphère. Le disque est donc chanfreiné comme le montre la figure 3.8.





FIG. 3.8 – Vue de profil du disque chanfreiné

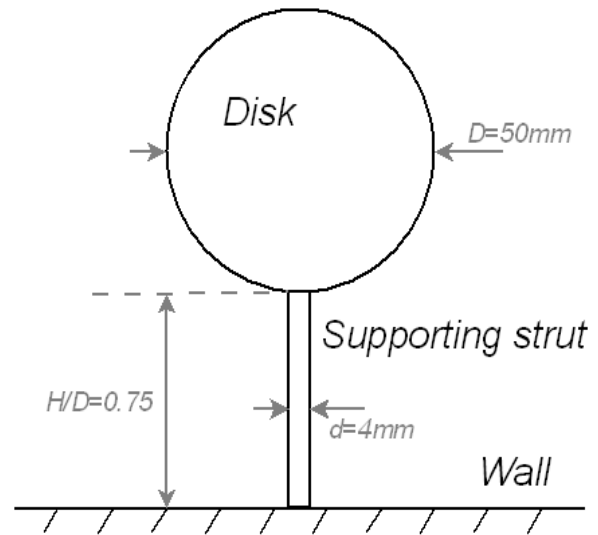


FIG. 3.9 – Schéma du disque monté en paroi

### 3.2.3.2 Positionnement de l'obstacle

On doit fixer le positionnement longitudinal du disque par rapport au bord d'attaque de la plaque épaisse. Plusieurs critères doivent être respectés :

- ⇒ Dans le cas de l'interaction sillage/paroi sans zone décollée en amont, l'épaisseur de la couche limite doit être suffisamment faible par rapport à la distance disque/paroi  $H$  (figure 3.9) pour toutes les hauteurs de disque étudiées. La hauteur minimale d'étude étant  $H/D = 0.2 - 0.3$  ( $D = 50\text{mm}$ ), le disque doit être placé suffisamment proche du bord d'attaque de la plaque pour éviter le développement trop important de la couche limite,
- ⇒ Dans le cas de l'interaction sillage/paroi avec zone décollée amont, on souhaite générer une interaction intense entre les structures d'écoulement. C'est pourquoi le disque doit être placé à une abscisse inférieure à la longueur de recollement moyenne  $L_R$  en configuration sans disque ( $L_R \sim 5e$  avec  $e$  l'épaisseur de la plaque). Les structures du sillage viennent ainsi en interaction directe avec les structures de la zone décollée.

La position longitudinale est fixée à  $L_R/2$  ce qui permet de respecter les conditions nécessaires aux deux configurations. Un calcul intégral de couche limite montre que l'épaisseur de la couche limite turbulente est inférieure à  $2\text{mm}$  en  $x = L_R/2$  en configuration sans disque avec bord d'attaque elliptique.

### 3.2.3.3 Système de fixation

#### Choix du système de fixation

Contrairement aux obstacles directement montés en paroi, l'écoulement dans notre configuration de disque placé au-dessus d'une paroi présente un débit entre l'obstacle et la paroi. Il semble primordial de garder cette caractéristique intacte.

Ainsi, les contraintes de dimensionnement du système de fixation sont nombreuses :

- ⇒ pas de vibration du système fixation/disque
- ⇒ peu de modification de l'écoulement, notamment celui sous le disque
- ⇒ réglage « rapide » de la hauteur (nombreuses configurations de mesure).

Il existe plusieurs possibilités dont la fixation avec des cables. Elle présente l'avantage de pouvoir

respecter parfaitement les conditions d'écoulement sous le disque mais est plus difficile à mettre en oeuvre. Aux Reynolds proposés par l'étude ( $U_\infty = 40m/s$  soit  $Re \sim 130000$ ), il est très difficile d'empêcher les vibrations du système et le changement de configuration est difficile. Pour ces raisons, le choix d'un pied fin fixé sur la plaque épaisse est retenu (figure 3.9). L'analyse de l'influence du pied du disque sur l'interaction sillage/paroi est donnée en annexe C. Elle montre que pour les positions de disque associées à des interactions fortes, l'influence du pied n'est plus détectée au-delà d'un diamètre en aval du disque.

### Dimensionnement du pied de fixation

Le pied doit permettre au disque de rester normal à l'écoulement. Il faut donc empêcher au maximum les vibrations du système. L'ensemble pied/disque constitue une structure qui est susceptible d'entrer en résonance sous une certaine excitation, phénomène qui est à éviter absolument. L'excitation est connue, elle correspond principalement au lâcher tourbillonnaire du disque en deux points diamétralement opposés du disque.

Un calcul théorique de modes propres de flexion et de torsion a été effectué. On obtient des modes de vibration principaux à des fréquences différentes de la fréquence d'excitation par l'écoulement ( $St_{shedding} = 0.135$  soit  $f_{shedding} = 108Hz$ ). Pour une hauteur caractéristique de notre étude ( $H/D = 0.75$ ), les modes les plus critiques associés à la flexion de la structure ont une fréquence proche de  $270Hz$  tandis que les premiers modes de torsion se situent au dessus de  $700Hz$ .

Afin de valider ces calculs, des essais préliminaires ont été effectués dans la soufflerie *Sessia* de l'*ENSMA* en plaçant un fil chaud placé en aval du disque. Différents diamètres de disque ainsi que différents matériaux ont été testés. Premièrement, en aucun cas on a pu observer de vibrations de larges amplitudes qui pourraient être associées à la résonance du système. Deuxièmement, les mesures fil chaud ont montré des pics principaux associés au lâcher tourbillonnaire à un nombre de Strouhal très proche de  $St_2 = 0.135$  pour un disque en écoulement libre. On peut donc penser que la présence du pied n'altère pas le lâcher tourbillonnaire. Un pied en acier de diamètre  $4mm$  est choisi pour notre étude.

### 3.2.4 Plaque épaisse

#### 3.2.4.1 Dimensionnement de la plaque épaisse

##### Contraintes de dimensionnement

Les contraintes liées aux conditions d'utilisation de la maquette sont importantes :

- ⇒ Longueur de la plaque la plus grande possible pour minimiser les effets instationnaires associés au sillage de la plaque,
- ⇒ Rapport d'aspect le plus grand possible pour minimiser les effets 3D dus à la présence des parois de la veine,
- ⇒ Taux de blocage le plus faible possible pour se trouver dans une configuration la plus proche de la configuration réelle (écoulement infini amont non modifié dans la réalité car le taux de blocage tend vers 0).

Il faut donc effectuer un compromis entre un grand rapport d'aspect et l'épaisseur minimale de la plaque nécessaire à l'instrumentation pour la mesure de la pression pariétale. L'épaisseur  $e$  de la maquette est fixée à  $30mm$  ce qui laisse une épaisseur de  $23mm$  pour l'instrumentation du fait de l'épaisseur des différents capots.

Il s'ajoute des contraintes liées aux dimensions de la veine d'essais. Afin d'avoir le rapport d'aspect de la plaque le plus grand possible, la largeur de la plaque est prise égale à la largeur de la veine

(460mm). De même la longueur de la plaque (1300mm) est prise de façon à avoir le bord d'attaque de la plaque à 300mm de la sortie du convergent et le bord de fuite dans le collecteur (figure 3.7).

### 3.2.4.2 Dimensionnement du bord d'attaque elliptique

On se base sur les données de Schlichting 2000 [73] nous donnant l'évolution du rapport  $U/U_0$  sur le contour d'ellipse ayant des rapports grand axe/petit axe variables. Sur la figure 3.10 (gauche), on voit qu'un rapport grand axe/petit axe de 4 est suffisant pour avoir un gradient de vitesse quasi nul à la jointure ellipse/plaque (figure 3.10 (droite)).

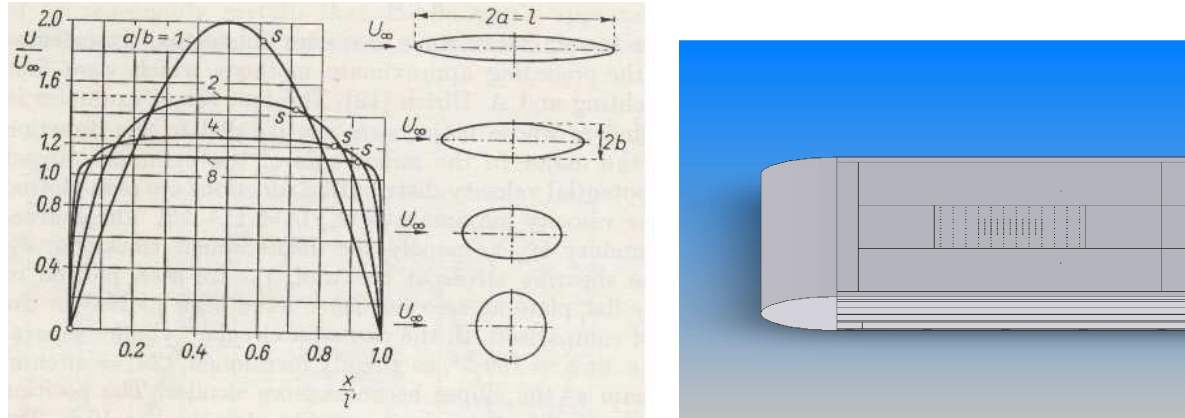


FIG. 3.10 – (gauche) Variation de  $U/U_0$  sur le contour d'ellipse de rapport grand axe/petit axe variable; (droite) Bord d'attaque elliptique monté sur la plaque épaisse

### 3.2.5 Choix technologiques pour la mesure de pression pariétale

#### Objectifs

On souhaite réaliser la mesure de pressions moyenne et fluctuante sur toute la surface de la plaque. L'analyse hydrodynamique des phénomènes nous impose une résolution spatiale fine (de l'ordre du centimètre) pour la mesure de pression. Afin de modifier le moins possible l'écoulement sur la plaque du fait d'une présence trop nombreuse des prises de pression, on conçoit un pavé de mesure mobile muni de prises de pression (figure 3.11). Il est possible de le déplacer simplement sur une grande partie de la plaque.

#### Contraintes et dimensionnement

Les contraintes sur la mesure de pression fluctuante sont plus importantes que sur la mesure de pression moyenne. En effet, l'analyse spatio-temporelle des signaux de pression fluctuante nous impose de réaliser des mesures synchronisées en plusieurs points. Il faut donc dimensionner le capot de mesure, afin d'avoir une surface suffisamment importante pour capter les phénomènes qui nous intéressent. Le cas dimensionnant dans notre étude est celui de la plaque épaisse avec une zone décollée qui s'étend sur une longueur moyenne  $L_R \sim 5 \times e$  (Cherry *et al* 1984, Kiya *et al* 1983). Cette zone décollée fluctue sur  $0.5 \times L_R \sim 75mm$ . On doit donc être capable de capter de telles fluctuations. On fixe pour cela la dimension longitudinale du capot de mesure mobile à 120mm et la dimension transversale à 148mm.

Un autre paramètre important dans le dimensionnement du capot de mesure est l'écartement minimal des prises de pression. Il doit être inférieur à la taille minimale des structures tourbillonnaires que l'on souhaite capter sur la plaque. Nous avons vu dans la partie bibliographique que les tourbillons de shedding de la zone décollée ont une dimension caractéristique longitudinale de  $0.3L_R \sim 45mm$  et une transversale de  $0.6L_R \sim 90mm$ . Un espacement de 10mm sera suffisant pour capter les caractéristiques

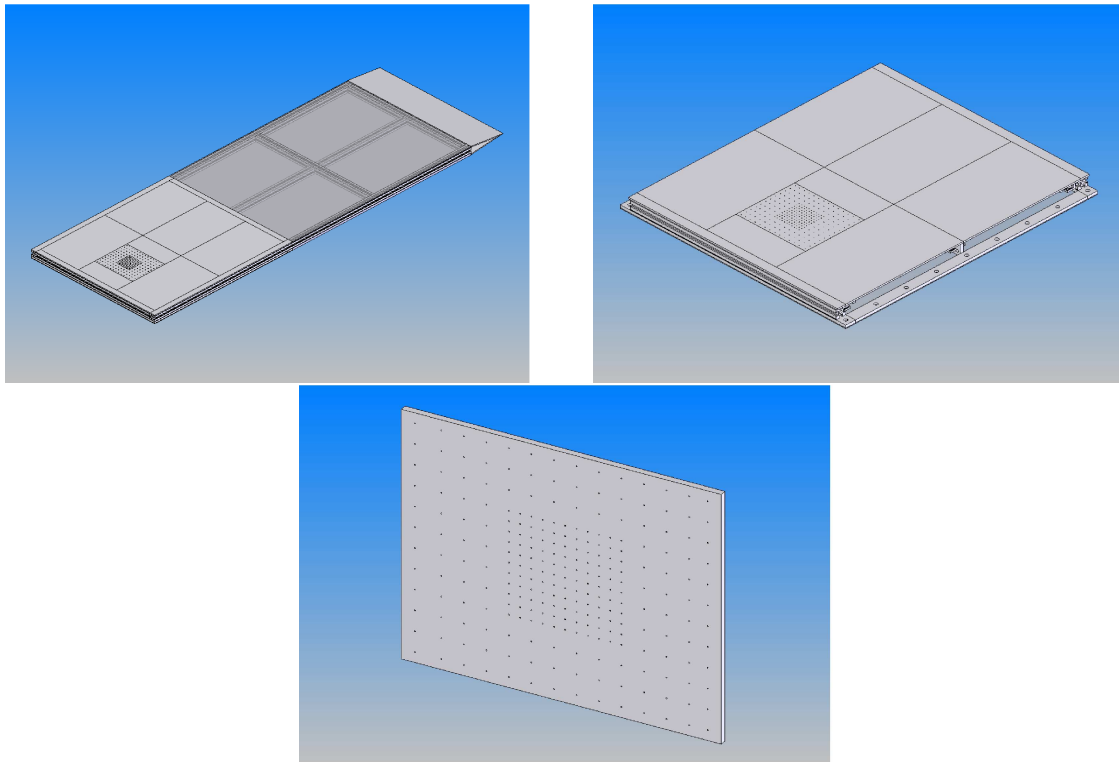


FIG. 3.11 – Schéma du capot de mesure mobile

de l'écoulement qui nous intéressent. Cet espacement correspond au cinquième du diamètre du disque ce qui semble également adapté pour capter les structures associées au lâcher tourbillonnaire (taille de l'ordre d'un diamètre).

### 3.2.6 Système de coordonnées

Dans toute la suite, l'écoulement sera décrit avec un système de coordonnées cartésien  $(x, y, z)$  pour indiquer respectivement les directions axiale, transversale, et verticale (figures 3.4 et 3.5). L'origine est fixée dans le plan de symétrie à la verticale de la face avant du disque sur la plaque.

Les composantes instantanées du champ de vitesse sont notées respectivement  $(U, V, W)$ . Le symbole  $\langle . \rangle$  correspond à la moyenne. Les composantes fluctuantes du champ de vitesse sont notées respectivement  $(u, v, w)$ .

## 3.3 Mesure de la pression

### 3.3.1 Système d'acquisition

Le système d'acquisition est constitué de cartes d'acquisitions microstar *16bit* permettant l'acquisition et l'enregistrement simultanée de 32 voies à une fréquence maximale de  $500kHz$ . Le post-traitement des signaux s'effectue a posteriori par des programmes MatLab. Les 22 premières voies sont réservées à la mesure de pression fluctuante pariétale, les 9 suivantes sont associées à la mesure de pression acoustique en champ lointain et la dernière voie est celle du trigger qui permet de faire le lien avec les mesures de vitesse par *PIV*.

### 3.3.2 Capteur de pression moyenne

Le capteur de pression moyenne « *PSI* » utilisé permet l'acquisition au maximum de 64 voies en simultané. La fréquence maximale d'acquisition dépend du nombre de voies sélectionnées car la mesure

est effectuée par un capteur qui scanne les différentes voies. La longueur  $L$  des tuyaux entre la prise de pression et le capteur n'est pas déterminante pour la mesure de pression moyenne. Cette longueur va jouer sur le temps d'établissement de la pression, c'est-à-dire le temps pour lequel la pression moyenne au niveau du capteur sera identique à celle au niveau de la prise de pression.

On souhaite dans un premier temps vérifier la compatibilité de ce capteur (gamme  $1\text{psi} = 6895\text{Pa}$ ) avec notre configuration. Le cas dimensionnant de l'étude est la plaque épaisse. Les niveaux de pression moyenne maximum  $C_p \sim 0.8$  se trouvent légèrement en aval du point de séparation (voir figure 3.12 (gauche)).

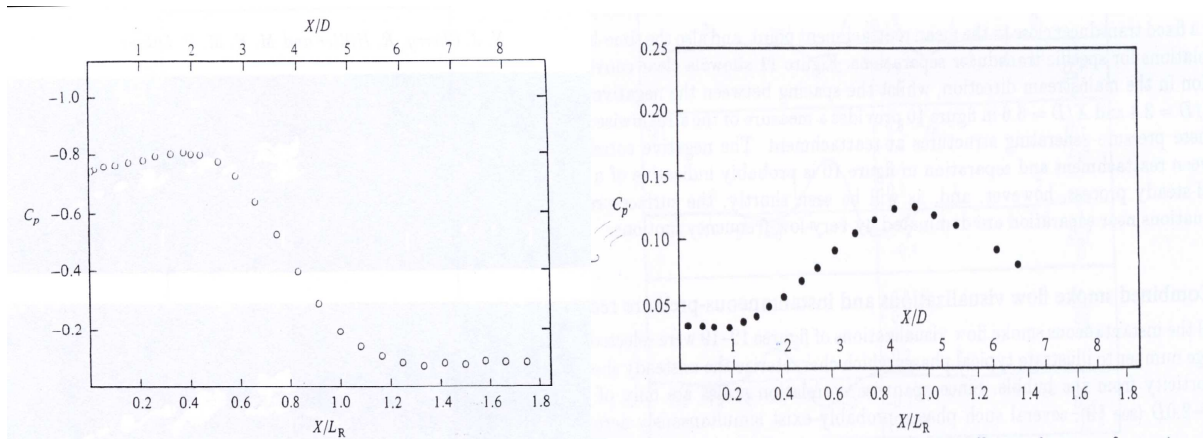


FIG. 3.12 – Données (Cherry *et al* 1984 [20]) sur la plaque épaisse : (gauche) répartition de  $C_p$ ; (droite) répartition de  $C_p'$

On a,

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2}$$

Or à  $40\text{m/s}$ ,  $\frac{1}{2}\rho V^2 = 960\text{Pa}$ , donc la gamme nécessaire au capteur de pression moyenne est  $0.8 * 960 = 768\text{Pa}$ . Notre capteur de gamme  $1\text{psi}$  convient à la mesure qu'on souhaite réaliser.

### 3.3.3 Microphones à électret

#### Fonctionnement des microphones à électret

L'électret est un diélectrique polarisé de façon permanente. Cette polarisation est en pratique obtenue par piégeage des électrons dans la couche superficielle du matériau (activation thermique ou électrique).

Le principe du microphone à électret est identique à celui du microphone électrostatique, la seule différence est due au fait que la polarisation n'est plus assurée par une source de tension extérieure mais par polarisation permanente de l'un des éléments constitutifs du transducteur.

#### Description du système déporté

La conception des microphones déportés est abordée en détails par Largeau 2004 [46]. La technique des microphones déportés (figure 3.13) consiste à fixer une prise de pression à l'endroit où l'on souhaite réaliser la mesure et à la relier par un tube au microphone. Le diamètre du capillaire et de la prise de pression pouvant être très fins, il est possible de placer plusieurs prises de pressions proches les unes des autres et d'augmenter la résolution spatiale.

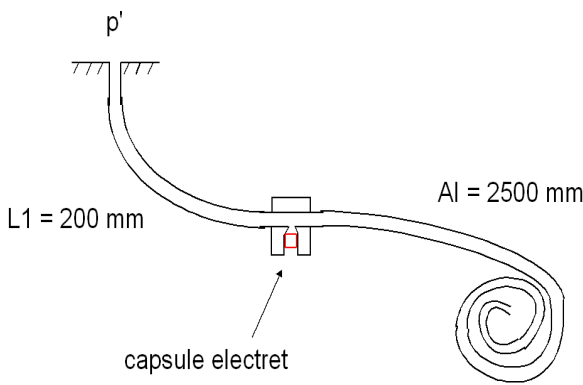


FIG. 3.13 – Représentation de l'ensemble prise de pression, capillaire, microphone à électret et tube d'adaptation d'impédance

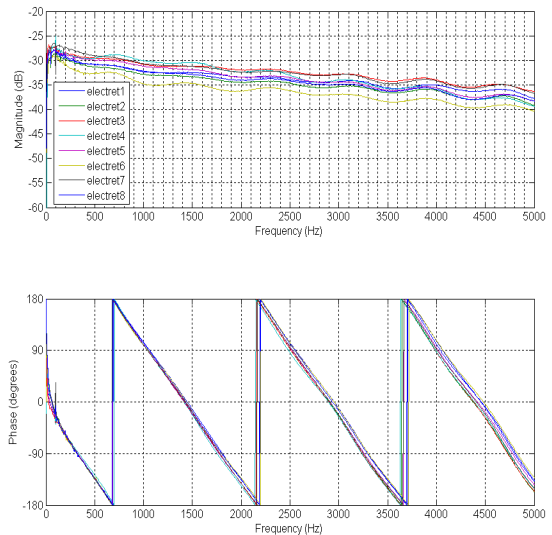


FIG. 3.14 – Exemple de réponse en gain et phase de huit microphones

Déporter les capteurs a aussi l'avantage de diminuer les fluctuations de pression mesurées par le capteur après propagation dans le capillaire de longueur  $L_1$ . La gamme de niveau de pression de ces électrets est de  $94dB$ , l'ajout du capillaire entre la prise et le capteur fait passer la gamme à  $110-120dB$ .

Comme on le voit sur la figure 3.13, la capsule électret est affleurante au bord intérieur du tube qui conduit à la prise de pression et ne fait pas face à l'écoulement. On prolonge le microphone par un tube d'adaptation d'impédance de grande longueur ( $2.5m$ ) permettant d'atténuer l'établissement d'ondes stationnaires entre la prise de pression et le microphone (taux d'ondes stationnaires : environ 10%). Un taux d'ondes stationnaires élevé peut entraîner des résonances associées à des non-linéarités.

L'ensemble constitué de la prise de pression, des capillaires et du microphone provoque une modification en amplitude et en phase du signal mesuré. Pour obtenir des résultats représentatifs du signal d'entrée, il est nécessaire de caractériser la réponse du système dans son ensemble. Il s'agit donc d'exprimer le signal mesuré  $S_{mesure}(f)$  par le microphone en fonction d'un signal de référence  $S_{micro-ref}(f)$  à l'aide d'un étalonnage, afin d'obtenir la fonction de transfert  $H(f)$  du système.

$$S_{mesure}(f) = S_{micro-ref}(f) \cdot H(f)$$

L'exemple du gain et de la phase de la réponse en fréquence pour huit microphones est donné sur la figure 3.14.

### Étalonnage dynamique des microphones à électret

Le signal en sortie du capteur va dépendre de l'ensemble de la chaîne capillaire, capteur, voie d'alimentation. Il est donc nécessaire d'effectuer un étalonnage pour chaque capteur. Le système d'étalonnage a été mis au point au *LEA* (Laumonier *et al* 2001 [47]) et a déjà été utilisé lors de précédentes études.

On explique brièvement le fonctionnement du système d'étalonnage à travers la figure 3.15. On utilise un coupleur c'est-à-dire une chambre de volume  $1cm^3$ , à laquelle on relie un microphone de référence de type *B&K* et le microphone à étalonner. Ces deux capteurs vont mesurer le bruit blanc émis par un microphone émetteur à  $60dB$  ( $0.01Pa$ ). On obtient après étalonnage en sortie d'un analyseur le spectre du microphone de référence *G1* (spectre plat) ainsi que le spectre de l'électret *G2* (spectre

correspondant à un filtre passe bas). La fonction de transfert  $H_{12}$  entre les deux signaux correspond au rapport entre les deux spectres. On s'affranchit donc de toutes les mauvaises composantes du signal (résonnances, problèmes d'alimentation,...) en ajoutant au spectre de l'électret la valeur correspondante du microphone de référence.

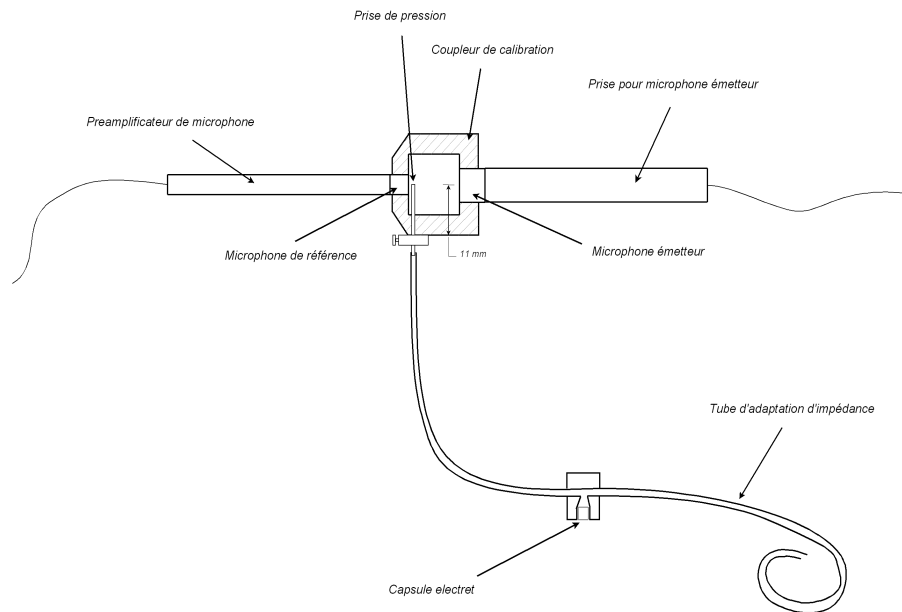


FIG. 3.15 – Banc d'étalonnage des électrets

### Description du signal délivré par l'électret

La principale observation à faire sur les courbes 3.14 est que le système correspond à un filtre passe-bas à phase linéaire. A partir d'une certaine fréquence, une atténuation du gain est visible. Elle est due aux phénomènes dissipatifs présents dans les capillaires. L'effet de la dissipation augmente avec la fréquence du signal. On remarque aussi des petites oscillations tout le long de la courbe, elle sont dues aux ondes stationnaires présentes entre la prise de pression et le microphone.

La gamme d'utilisation des électrets correspond à la plage  $[100Hz; 5kHz]$  ce qui est limité au niveau des basses fréquences pour capter des fluctuations de pression d'ordre hydrodynamique. Dans le cadre de l'interaction d'un sillage avec une paroi, la mesure des basses fréquences est un enjeu important de ce travail, c'est pourquoi des nouveaux capteurs de pression ont été développés.

### 3.3.4 Capteurs différentiels de pression fluctuante

#### Fonctionnement des capteurs différentiels

Les capteurs utilisés sont des capteurs différentiels (« Sentechnics ») de gamme de pression  $250Pa$  et  $1250Pa$ . La gamme de fréquence est comprise entre  $0Hz$  et  $1,6kHz$ . Au delà de cette fréquence maximale, le capteur renvoie un signal en forme de créneau. La largeur de ces créneaux est de  $250\mu s$ . L'erreur maximale incluant les non-linéarités, le phénomène d'hystérésis et les effets thermiques est inférieure à  $\pm 3.75\%$  et  $\pm 2.25\%$  de la pleine échelle pour les capteurs de  $250Pa$  et  $1250Pa$  respectivement. Les erreurs maximales correspondantes sur les fluctuations de pression sont respectivement  $9.4Pa$  et  $28.1Pa$ .

Ces capteurs utilisent des jauges de déformation en semi-conducteur qui permettent d'avoir une bonne sensibilité. Les jauges sont disposées sur une membrane en silicium qui sépare l'entrée de mesure du capteur et l'entrée de référence.

### Description du système déporté - Technique de mesure basée sur celle des électrets

Lorsque l'entrée de mesure du capteur est directement connectée à la prise de pression, une résonance associée à des non-linéarités apparaît sur la réponse en fréquence. On s'inspire de la technique de mesure des microphones déportés afin de supprimer le problème de résonance. L'entrée de mesure du capteur n'est pas directement connectée à la prise de pression, mais branchée en dérivation (figure 3.16) du tuyau relié à la prise de pression. En aval du capteur, on connecte un tube d'adaptation d'impédance qui limite l'établissement d'ondes stationnaires entre la prise de pression et l'entrée de mesure.

Le système obtenu est de nouveau résonnant avec deux pics de résonance observés (figure 3.17). Ces résonances sont faibles et n'entraînent pas de non-linéarités.

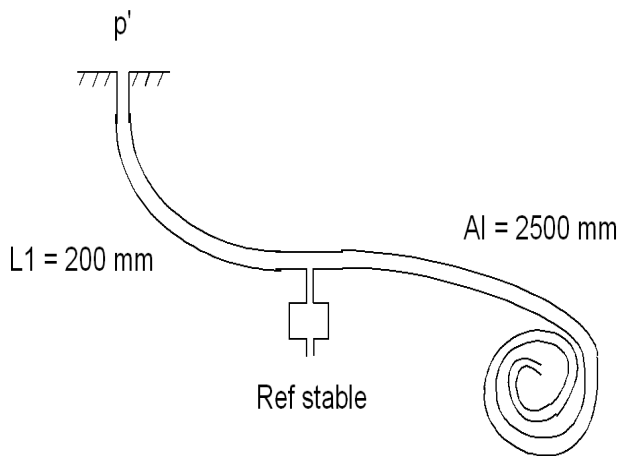


FIG. 3.16 – Schéma de branchement des capteurs de pression

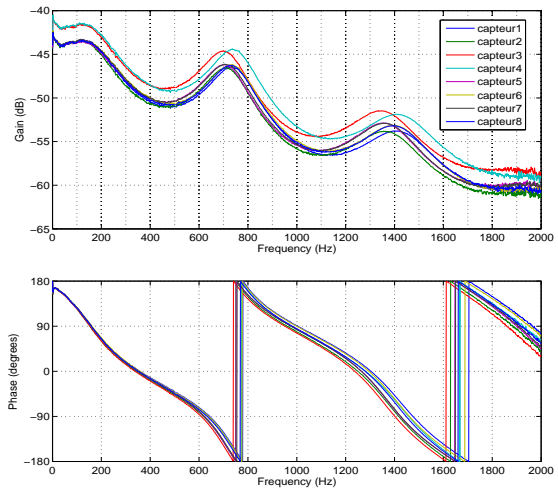


FIG. 3.17 – Courbes de gain et de phase pour huit capteurs de pression

### Configuration de mesure spécifique pour les capteurs 250Pa

Dans notre configuration d'étude, l'amplitude des fluctuations de pression maximale à la paroi est de l'ordre de  $250Pa$ . La précision de la mesure étant liée à un pourcentage de la pleine échelle, les capteurs de gamme  $250Pa$  sont particulièrement adaptés.

Ces capteurs différentiels mesurent la différence entre une entrée de mesure et une entrée de référence stable. Afin de disposer de l'ensemble de la gamme en pression pour la mesure des fluctuations, nous avons choisi de connecter les deux entrées à la même pression moyenne. On sait que la pression moyenne varie d'une prise de pression à l'autre sur la plaque. L'objectif est d'avoir cette pression moyenne sans fluctuation au niveau de l'entrée de référence. Cette information de pression moyenne est disponible à l'extrémité du tube d'adaptation d'impédance (figure 3.16). On peut se demander si l'atténuation des fluctuations est suffisante pour connecter le tube d'adaptation d'impédance à l'entrée de référence. Dans l'annexe A, on montre qu'il est nécessaire d'utiliser un volume tampon  $V$  ( $V = 35cm^3$ ) pour atténuer suffisamment les fluctuations. On considère qu'une atténuation d'un facteur 100 des fluctuations est suffisante au niveau de l'entrée de référence. Cela correspond à un gain en décibel de  $-40dB$  entre le signal atténué et le signal fluctuant d'origine. L'extrémité du tube d'adaptation d'impédance est connecté au volume tampon  $V$  qui est lui connecté à l'entrée de référence (figure A.5).



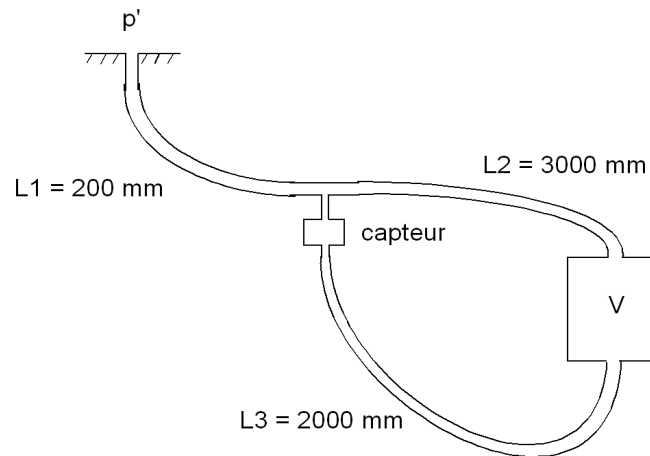


FIG. 3.18 – Représentation schématique du système de mesure

### Étalonnage dynamique des capteurs de pression fluctuante

Le principe de l'étalonnage est le même que celui des électrets mais le dispositif est différent. En effet, on compare la réponse des capteurs avec celle d'un microphone de référence mesurée dans un même coupleur. La différence avec les électrets réside dans le fait que l'on souhaite étalonner les capteurs de pression à des fréquences très faibles (quelques Hz). Il s'agit donc d'avoir un dispositif capable de fournir de l'énergie pour ces basses fréquences.

Des recherches bibliographiques ont amené à s'inspirer d'un dispositif existant de type « générateurs de créneau » développé par la *NASA*. Ce dispositif qui avait été mis en place est constitué d'un coupleur cylindrique (diamètre de  $19.1 \text{ mm}$  et d'une longueur de  $6.65 \text{ mm}$ ) où le capteur de référence et le capteur à étalonner sont connectés. Les oscillations de pression de l'ordre de  $115500 \text{ Pa}$  sont réalisées en modifiant la masse de fluide contenue dans une chambre, c'est-à-dire en contrôlant l'écoulement de gaz (hydrogène) en entrée et en sortie de cette chambre. La modulation du débit de fluide entrant dans la chambre est réalisée en utilisant un disque rotatif percé de trous régulièrement espacés, et localisés le long d'un cercle proche de la périphérie du disque. Le capteur de référence et le capteur à étalonner sont diamétralement opposés. La pression dans la chambre est à la fois ressentie par le capteur à étalonner et par un capteur de référence. La chambre est construite en matériaux poreux constituant une sorte de filtre acoustique réalisant une atténuation des turbulences de l'écoulement et des phénomènes de résonance dans la chambre.

### Description du système mis en place au LEA

Le système développé au laboratoire est présenté sur la figure 3.19. Il est basé sur le système mis en place par la *NASA*. Le capteur de référence est un microphone  $\frac{1}{4}$  pouce de type *B&K*. Le disque rotatif régulant le débit entrant de fluide a un diamètre de  $100 \text{ mm}$ , et est percé de 45 trous de diamètre  $4 \text{ mm}$ . Ces trous sont régulièrement espacés ( $4 \text{ mm}$ ) à la périphérie du disque.

Une arrivée d'air comprimé ( $1.5 \text{ bar}$ ) permettant de générer un jet d'air à pression génératrice constante, est disposée en face des trous. On utilise cette valeur de pression pour générer un jet et atteindre la gamme de pression fluctuante dans le coupleur nécessaire à l'étalonnage de nos capteurs. Il faut cependant faire attention à ne pas détériorer le microphone de référence.

### 3.3.5 Correction fréquentielle des signaux de pression

La réponse en fréquence  $H(f)$  de chaque capteur est obtenue après étalonnage. Après avoir réalisé les essais en soufflerie, on souhaite corriger en gain et en phase le signal temporel mesuré  $s_{\text{mesure}}(t)$  afin d'obtenir des informations sur l'écoulement.

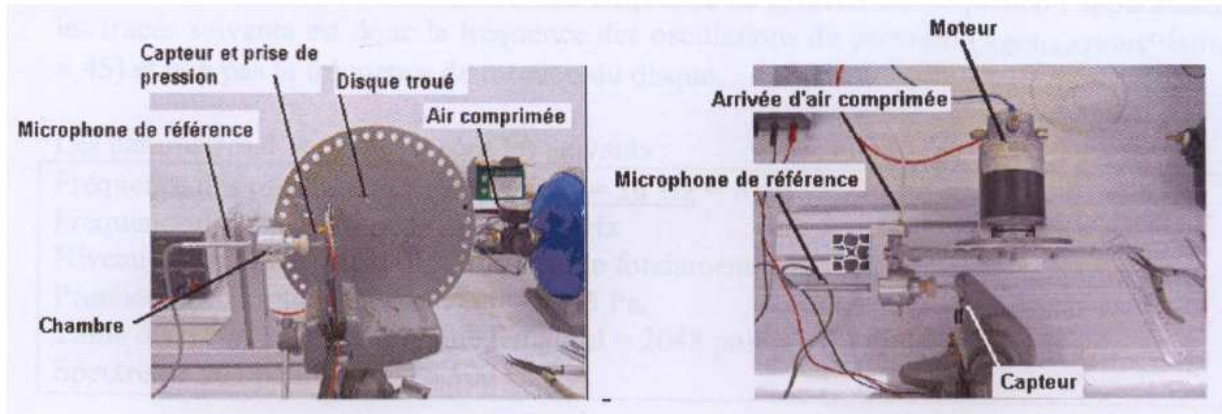


FIG. 3.19 – Dispositif d'étalonnage des capteurs différentiels instationnaires (vue de face et vue de dessus)

La correction du signal est alors réalisée à l'aide d'une simple multiplication du signal mesuré  $S_{mesure}(f)$  par la fonction de transfert complexe  $H(f)$ . On passe dans le domaine fréquentiel par une transformée de Fourier  $F$ . On a ainsi :

$$S_{corrige}(f) = H(f) \cdot S_{mesure}(f)$$

### 3.3.6 Correction temporelle des signaux de pression

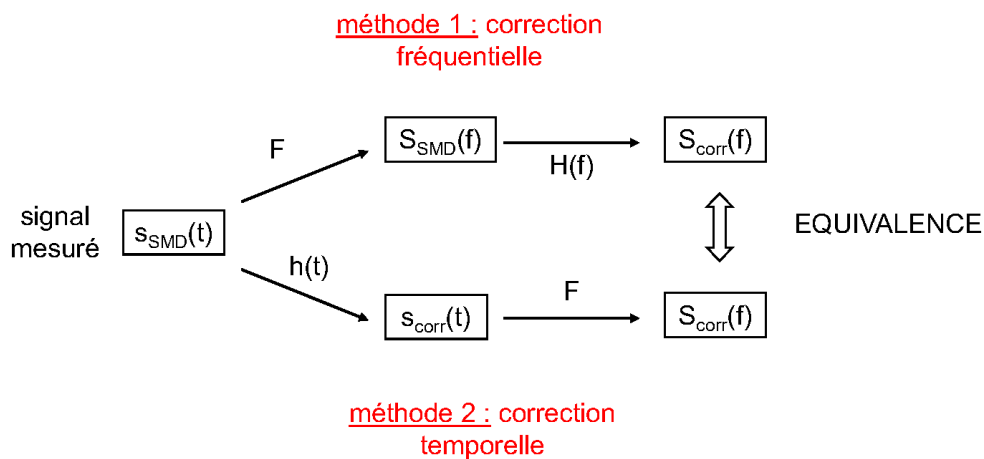


FIG. 3.20 – Schéma descriptif des deux approches de correction des signaux de pression fluctuante mesurés

La méthode de correction fréquentielle décrite précédemment permet d'obtenir les spectres et inter-spectres des signaux corrigés. Un des objectifs importants de ce traçail étant une analyse instationnaire de l'écoulement, l'évolution temporelle du signal de pression est nécessaire pour l'analyse. La correction des signaux de pression doit donc être réalisée dans le domaine temporel.

Le schéma de la figure 3.20 montre la différence d'approche entre les méthodes de correction fréquentielle et temporelle. On dispose du même signal initial  $s_{mesure}(t)$  mesuré lors des essais en soufflerie.

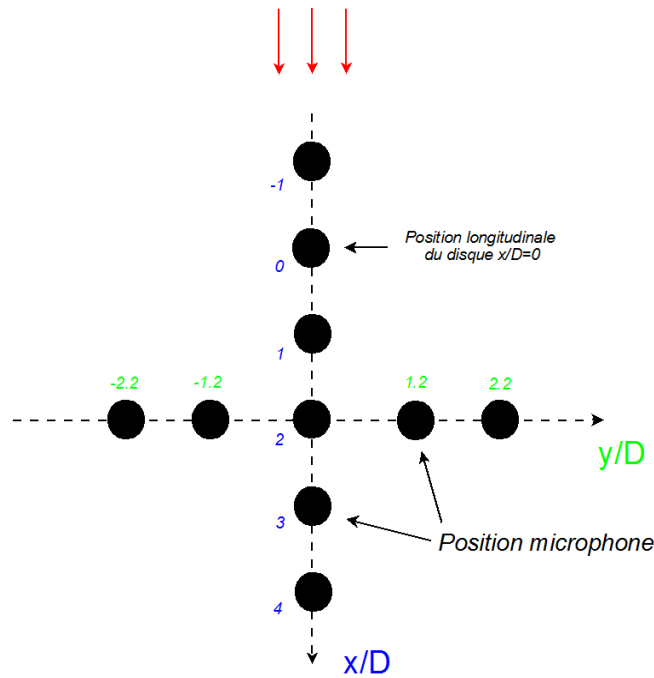


FIG. 3.21 – Disposition des microphones champ lointain dans le plan  $z = 430\text{mm}$  (vue de dessus)

A partir de là, pour la correction fréquentielle, on passe dans le domaine spectral par transformée de Fourier  $F$  pour ensuite effectuer la correction du signal par multiplication avec la fonction de transfert  $H(f)$ . Pour la correction temporelle, on utilise la réponse impulsionnelle  $h(t)$  du capteur. La correction s'effectue directement dans le domaine temporel par une opération de convolution :

$$s_{corrige}(t) = h(t) * s_{mesure}(t)$$

Une des principales difficultés est l'obtention de  $h(t)$ . Ceci est rendu possible à partir d'une transformée de Fourier inverse  $F^{-1}$  de la fonction de transfert  $H(f)$ . Les détails du calcul et de la validation de l'ensemble sont donnés dans l'annexe B. L'étape de validation consiste à comparer dans le domaine spectral les résultats  $S_{corr}(f)$  (figure 3.20) des deux méthodes.

### 3.3.7 Microphones champ lointain

Les mesures de pression acoustique rayonnée en champ lointain sont réalisées dans la soufflerie anéchoïque Eole à l'aide de microphones 1/2 pouce de type *B&K*. Ces microphones possèdent une sensibilité d'environ  $55\text{mV}/\text{Pa}$ . L'alimentation des microphones est faite par un conditionneur *NEXUS B&K*. Un pistonphone (*Bruel&Kjaer* type 4220) fournissant une pression acoustique de  $114\text{dB}(\pm 0.2\text{dB})$  à  $1000\text{Hz}$  permet de réaliser l'étalonnage des microphones (spectre plat pour  $0 < f < 10\text{kHz}$ ).

#### Positionnement des microphones

Les microphones sont disposés en croix au-dessus de la paroi et du disque dans le but de bien capter le champ acoustique rayonné par l'écoulement fortement tridimensionnel.

Un paramètre crucial est la distance des microphones à la maquette, car il ne faut en aucun cas que les microphones se trouvent sous l'influence de la couche de mélange du bord de la veine d'essais. Les fluctuations de type hydrodynamique ont en effet un ordre de grandeur beaucoup plus important que les fluctuations de type acoustique. La distance microphone/paroi est fixée à  $430\text{mm}$ .

La répartition des microphones dans le plan  $z = 430\text{mm}$  parallèle à la plaque est donnée figure 3.21.

## 3.4 Métrologie dédiée à l'observation de la structure de l'écoulement - Mesure du lien pression/vitesse

### 3.4.1 Visualisations pariétales

Un spectre pariétal est constitué par l'ensemble des lignes de frottements à la surface d'un corps. La méthode la plus classique est l'enduit visqueux. On enduit le corps étudié d'un mélange pigment/solvant et on le place dans l'écoulement. Celui-ci entraîne le mélange, dont le solvant s'évapore progressivement. Il reste alors à la paroi des lignes de pigment dont l'orientation indique l'orientation du frottement moyen.

#### Description du mélange utilisé

Le mélange utilisé pour les visualisations pariétales est réalisé à partir des recherches de D. Ducolombier et D. Anne Archard (séminaire CNRT 8 mars 2006).

Le mélange est un mélange volatile dont la composition est la suivante :

$$20g \text{ de Kaolin} + 100cm^3 \text{ whitespirit} + 4g \text{ acide oléique}$$

Le kaolin est polaire, il s'accroche bien à la paroi, l'acide oléique permet de disperser le kaolin. De nombreux tests ont été effectués sur la quantité d'acide oléique à mettre dans le mélange, il se trouve que 4g permet une dispersion optimale des particules de kaolin.

L'inconvénient de l'utilisation d'un mélange volatile est qu'il s'évapore très vite, il ne faut pas par conséquent l'utiliser pour des écoulements lents. Pour notre étude effectuée à une vitesse de 40 m/s, le mélange a très bien fonctionné. De plus le mélange volatile possède l'avantage d'être beaucoup plus propre que les mélanges gras.

#### Objectifs

Bien que n'étant pas une technique très moderne, la visualisation pariétale est très utile à l'aérodynamicien et sera utilisée pour :

- ⇒ Caractériser la bidimensionnalité de l'écoulement moyen en dehors de la zone décollée
- ⇒ Estimer la longueur moyenne de recollement
- ⇒ Etudier l'impact du disque sur la signature pariétale : influence du disque sur la zone décollée, observations de nouveaux points singuliers
- ⇒ Première analyse de l'influence du paramètre  $H$  (Hauteur du disque par rapport à la plaque) sur la signature pariétale

### 3.4.2 Particule Image Velocimetry (*PIV*)

#### Principe

On présente brièvement le principe de la *PIV* (Westerweel 1997 [83], Raffel *et al* 1998 [67]) dont les principales étapes sont résumées sur la figure 3.22. C'est une méthode non intrusive de mesure de vitesse d'écoulement dans un plan à partir de l'analyse du déplacement de traceurs. Des particules servant de traceurs sont introduites dans l'écoulement. Le plan de mesure est illuminé par une source laser en deux instants successifs. Les images des particules sont acquises par un capteur *CCD*. On divise chacune en un nombre donné de fenêtres, sur lesquelles on détermine, par intercorrélation des niveaux de gris, le déplacement des particules entre les deux instants. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux images, on en déduit la valeur de la vitesse au centre des fenêtres. La qualité des images mesurées est un point primordial de la mesure et va dépendre de plusieurs paramètres (voir Raffel *et al* 1998 [67]) :

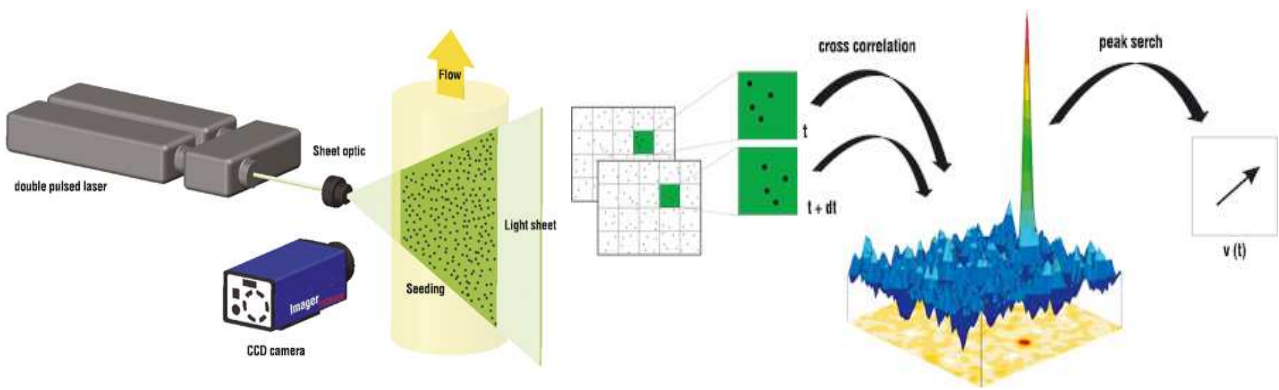


FIG. 3.22 – Schéma de principe de la *PIV* ([www.lavision.de](http://www.lavision.de)).

- ⇒ *l'ensemencement* : les particules doivent suivre l'écoulement sans le perturber. Leur temps de réponse donné par  $\tau_p = d_p^2 \rho_p / 18\mu$  pour des écoulements gazeux ( $d_p$  diamètre des particules,  $\rho_p$  densité des particules) définit une fréquence de coupure au-delà de laquelle la particule ne peut plus suivre l'écoulement. Les particules doivent aussi être de bons diffuseurs de lumière à  $90^\circ$ . Il faut enfin une concentration suffisante de particules par fenêtre d'interrogation pour un calcul fiable des vitesses.
- ⇒ *la source laser* : le réglage de la puissance du laser, de l'épaisseur et de l'homogénéité de la nappe laser mérite un soin particulier.
- ⇒ *Paramètres d'acquisition* : intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux images, fréquence maximale d'acquisition.

L'intervalle de temps séparant deux flashes lasers est optimisé pour réduire l'erreur associée à la perte de particule, mais aussi pour maintenir une dynamique de mesure de vitesse la plus grande possible.

L'ensemencement de l'écoulement par des particules (diamètre moyen de  $1\mu m$ ) est réalisé par une grille d'ensemencement spécialement conçue pour la soufflerie Eole, et disposée en amont du convergent de la soufflerie. Le temps de réponse des particules  $\tau_p$  doit être petit devant les échelles de temps caractéristiques  $\tau_f$  des structures présentes dans le domaine à analyser.

Le rapport entre les deux temps caractéristiques  $\tau_p/\tau_f$  donne l'inertie relative de la particule par rapport à la structure observée. On définit  $\tau_f$  comme le temps de retournement des petits tourbillons résolus par la *PIV*. La taille  $\Delta$  de la maille *PIV* fixe la taille des plus petites structures turbulentes observables. Ce temps de retournement se définit par rapport au temps de retournement de la turbulence  $\tau_t = L/u'$  avec  $L$  la taille des tourbillons contenant l'énergie ( $1D = 0.05m$ ) et  $u'$  l'ordre de grandeur de la valeur *rms* de la vitesse associée à ces tourbillons ( $u' \sim 15m/s$ ).  $\tau_f$  est alors donné par  $\tau_f = \tau_t (\Delta/L)^{2/3}$ . On obtient  $\tau_p/\tau_f = 0.0029\mu s / 354\mu s = 0.8 \cdot 10^{-6}$  ce qui permet de valider la démarche adoptée puisque les particules s'adaptent très vite aux déplacements du fluide.

Dans le but d'éliminer les reflets associés à l'impact de la nappe laser sur la paroi, une peinture fluorescente (*FPR6G* fournie par Dantec) est utilisée. Elle introduit un décalage de longueur d'onde si bien qu'il est possible de filtrer la lumière réfléchie à l'aide d'un filtre passe-bande adapté disposé devant le capteur *CCD* de la caméra.

### Configuration de mesure

Dans le cadre de ce travail, les systèmes de *PIV*, *HS-PIV* (High-Speed *PIV*) et *S-PIV* (Stéréoscopique *PIV*) ont été utilisés dans différents plans, afin d'analyser cet écoulement ayant un fort caractère tridimensionnel. La figure 3.23 nous donne un aperçu du positionnement des différents plans. Le plan de symétrie est défini par  $y/D = 0$ , le plan rasant est mesuré à  $z = 2mm$  de la paroi soit

$z/D = 0.04$  et les plans normaux à l'écoulement ( $S-PIV$ ) sont définis par une position longitudinale. Ces derniers sont choisis pour être à l'intérieur ou à l'extérieur du bulbe de recirculation du disque pour les configurations sélectionnées.

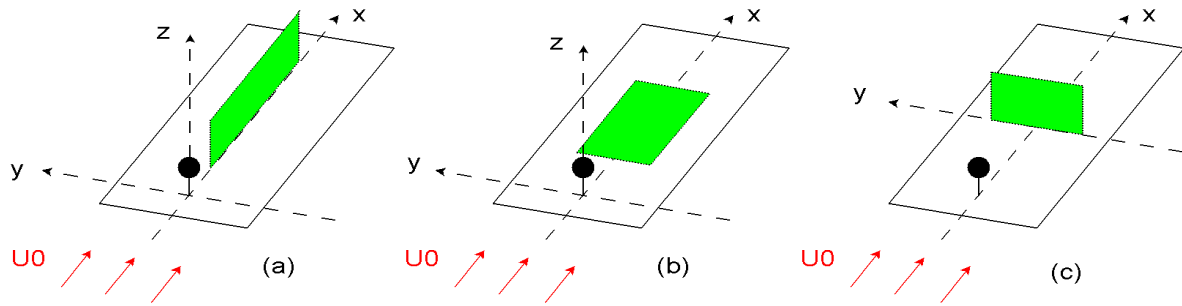


FIG. 3.23 – Plan PIV réalisés : (a) plan de symétrie ( $y/D = 0$ ); (b) plan rasant ( $z/D = 0,04$ ); plan stéréoscopique transverse

La figure 3.24 donne un exemple de mesure  $PIV$  dans le plan de symétrie. L'écoulement va de la droite vers la gauche et la zone d'étude correspond au sillage en aval du disque.

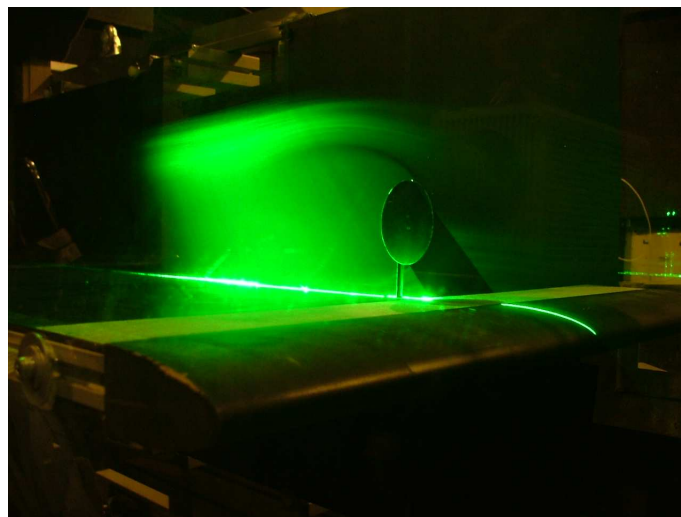


FIG. 3.24 – Représentation de mesures de vitesse par  $PIV$  dans le plan de symétrie.

### 3.4.3 Post-traitement des données de vitesse

#### Caractéristiques générales du post-traitement

Les champs de vecteurs vitesses 2 composantes ( $2D-2C$ ) et 3 composantes ( $2D-3C$ ) sont calculés à l'aide du logiciel LaVision 7.2. Le pre-traitement des images correspond à la soustraction d'une image de fond en calculant le minimum de la série temporelle. Un algorithme multipass avec un recouvrement de 50% et une taille finale des fenêtres d'interrogation de  $16 \times 16 \text{ pixels}^2$  est appliqué. Les vecteurs faux sont identifiés et remplacés en utilisant un filtre basé sur le rapport signal/bruit et un filtre median.

#### $PIV\ 2D-2C$

Pour chaque configuration, deux mille champs de vitesse statistiquement décorrélés sont enregistrés avec une caméra LaVision Intense dans le plan de symétrie ( $y/D = 0$ ) et dans le plan rasant  $z = 2\text{mm}$  à une fréquence de 1Hz dans le but d'obtenir des statistiques de turbulence convergées. En conséquence,

l'erreur absolue estimée de manière statistique pour les valeurs moyennes et rms sont respectivement (Benedict et Gould 1996 [9])  $\Delta \langle U \rangle \sim 0.04u'$  et  $\Delta u' \sim 0.03u'$ , avec un intervalle de confiance de 95%.

La resolution du capteur est  $1376 \times 1040 \text{pixels}^2$  avec une taille de pixel image de  $0.156 \text{mm}$  pour le plan de symétrie. Les flashs laser sont produits par laser double pulse  $Nd : YAG$  émettant deux pulses de  $120 \text{mJ}$  chacun (l'épaisseur de la nappe laser est inférieure à  $1 \text{mm}$ ). L'intervalle de temps entre les deux flash est fixé à  $10 \mu\text{s}$  pour les deux plans PIV. L'incertitude maximale sur la mesure instantannée d'un champ de vitesse est estimée à  $1.56 \text{m/s}$  (déplacement correspondant à  $0.1$  pixel). Le pourcentage moyen de vecteurs faux enlevés avec le post-traitement est environ de  $0.5\%$ .

#### *S – PIV 2D – 3C*

Pour chaque configuration, mille champs de vitesse ont été mesurés à l'aide de deux caméras LaVision Intense à une fréquence de  $2 \text{Hz}$  dans des plans normaux à l'écoulement amont. En conséquence, l'erreur absolue estimée de manière statistique pour les valeurs moyennes et rms sont respectivement (Benedict et Gould 1996 [9])  $\Delta \langle U \rangle \sim 0.06u'$  et  $\Delta u' \sim 0.04u'$ , avec un intervalle de confiance de 95%. La méthode de déplacement angulaire (condition de Scheimpflug) avec deux caméras du même côté de la nappe laser a été utilisée. L'objectif de cette méthode est d'avoir les capteurs des deux caméras dans un plan parallèle au plan de mesure. La calibration des images est obtenue à l'aide d'une mire volumétrique (type 22 de LaVision) placée dans le plan de mesure. Le logiciel LaVision est ensuite employé pour la reconstruction des trois composantes de la vitesse.

La résolution du capteur est  $1376 \times 1040 \text{pixels}^2$ , avec une taille de pixel image de  $0.146 \text{mm}$ . Les flashs laser sont produits par un laser  $Nd : YAG$  émettant deux pulses de  $120 \text{mJ}$  chacun (l'épaisseur de la nappe est de  $3\text{-}4 \text{mm}$ ). L'intervalle de temps entre les deux flash est fixé à  $10 \mu\text{s}$  pour les deux plans PIV. L'incertitude maximale sur la mesure instantannée d'un champ de vitesse est estimée à  $1.46 \text{m/s}$  (déplacement correspondant à  $0.1$  pixel). Le pourcentage moyen de vecteurs faux enlevés avec le post-traitement est environ de  $2\%$ .

#### *HS – PIV 2D – 2C*

Pour chaque configuration, environ vingt mille champs de vitesse (5 groupes de 4274 champs) ont été mesurés avec une caméra *PHOTRONABX – RS* dans le plan de symétrie ( $y/D = 0$ ) et dans le plan rasant ( $z = 2 \text{mm}$ ) à une fréquence de  $2 \text{kHz}$  dans le but d'avoir un intervalle temporel de données *HS – PIV* suffisamment long. Le nombre d'évènements décorrélés obtenu est supérieur à 1200. En conséquence, l'erreur absolue estimée de manière statistique pour les valeurs moyennes et rms sont respectivement (Benedict et Gould 1996 [9])  $\Delta \langle U \rangle \sim 0.05u'$  et  $\Delta u' \sim 0.04u'$ , avec un intervalle de confiance de 95%.

La resolution du capteur est de  $1024 \times 1024 \text{pixels}^2$  avec une taille de pixel de  $0.216 \text{mm}$  pour les deux plans PIV. Les flash laser sont produits par un laser New Wave PEGASUS émettant deux pulses de  $10 \text{mJ}$  chacun (l'épaisseur de la nappe laser est inférieure à  $1 \text{mm}$ ). L'intervalle de temps entre les deux flash est fixé à  $20 \mu\text{s}$  pour les deux plans PIV. L'incertitude maximale sur la mesure instantannée d'un champ de vitesse est estimée à  $1.08 \text{m/s}$  (déplacement correspondant à  $0.1$  pixel). Le pourcentage moyen de vecteurs faux enlevés avec le post-traitement est d'environ  $5\%$  dans le plan de symétrie et  $2\%$  pour le plan rasant.

### 3.4.4 Synchronisation des mesures pression/vitesse

La description de la méthode de synchronisation s'effectue à l'aide de la figure 3.25. Les instants  $t_k$  ( $k \in \mathcal{N}$ ) correspondant aux instants d'acquisition sont symbolisés par les lignes en pointillé. Le signal Q-switch de la première cavité laser est utilisé pour effectuer la synchronisation. Le signal d'une

durée de  $20ns$  correspond au basculement de la cellule de Pockels associé à l'ouverture de la cavité. Ce signal se déclenche donc uniquement lors d'une mesure *PIV*. Un analyseur de signal de type Stanford va permettre d'élargir le signal en un signal carré de largeur  $250\mu s$ . Le front montant du signal modifié est confondu avec le front montant du signal initial. Ce signal carré est enregistré sur les cartes d'acquisition de manière synchronisée avec le signal de pression à la fréquence  $f_e = 5.12kHz$  ( $\Delta t_e = 195\mu s$ ).

La largeur du signal carré est fixée en fonction de la fréquence d'acquisition de la pression. Une largeur de  $250\mu s$  du signal carré nous assure que le signal du Q-switch est détecté sur le signal enregistré. La figure 3.25 nous montre que l'erreur maximale entre une mesure de vitesse et le temps de détection enregistré est égale à  $\Delta t_e = 195\mu s$ . Pour des phénomènes proches de la fréquence prédominante dans l'écoulement ( $f \sim 100Hz$ ), l'erreur associée sur la phase est alors d'environ 2%.

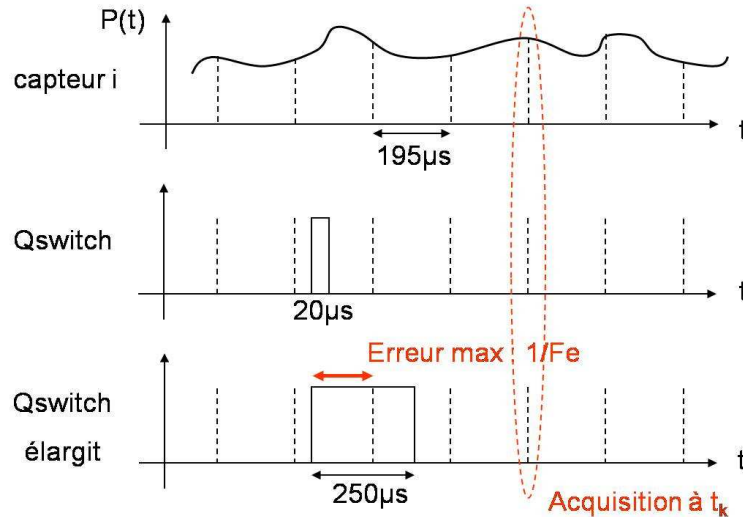


FIG. 3.25 – Chronogramme des mesures couplées pression/vitesse

### 3.4.5 Procédure d'acquisition pour les mesures couplées - Disposition des capteurs

La figure 3.26 présente une configuration de mesure simultanée des pressions pariétale et acoustique (rayonnée en champ lointain) et de champs de vitesse mesurés dans le plan de symétrie. Les parois latérales sont en plexiglas ayant subi un traitement optique pour permettre les mesures de vitesse dans le plan de symétrie. L'axe de la caméra est perpendiculaire à ces parois. Les microphones sont placés en-dehors de l'écoulement à  $430mm$  au-dessus de la plaque.

Pour les mesures *PIV* réalisées à  $1Hz$ , le temps d'acquisition très long nous assure des mesures de vitesse décorréelées entre elles. Le facteur limitant dans ce cas concerne la mesure de pression à une fréquence d'acquisition de  $5.12kHz$ . Si on souhaite obtenir 2000 valeurs synchronisées pression/vitesse, cela correspond à temps d'acquisition des signaux de pression d'une durée minimale de  $2000s$ . Sur 32 voies, le fichier de pression généré aurait une taille de  $0.65Go$  ce qui n'est pas supportable par le PC d'acquisition. On multiplie donc les essais ( $\times 20$ ) en réalisant à chaque fois l'acquisition du nombre maximal de points toléré par le PC d'acquisition.

L'approche est différente pour les mesures *HS - PIV* à  $2kHz$ . La caméra rapide possède une mémoire vive de  $8Go$  qui est remplie au moment de l'essai puis transférée après l'essai au PC d'acquisition. Pour cette fréquence d'acquisition et les champs *PIV* sélectionnés, le temps maximal d'acquisition pour chaque essai est de  $2.1s$ . Le facteur limitant n'est donc plus au niveau de la mesure de pression mais au niveau de la mesure de vitesse. En effet, le temps d'acquisition est alors trop faible pour capter des réalisations décorréelées pour des phénomènes de l'ordre de la centaine de  $Hz$ . En conséquence,



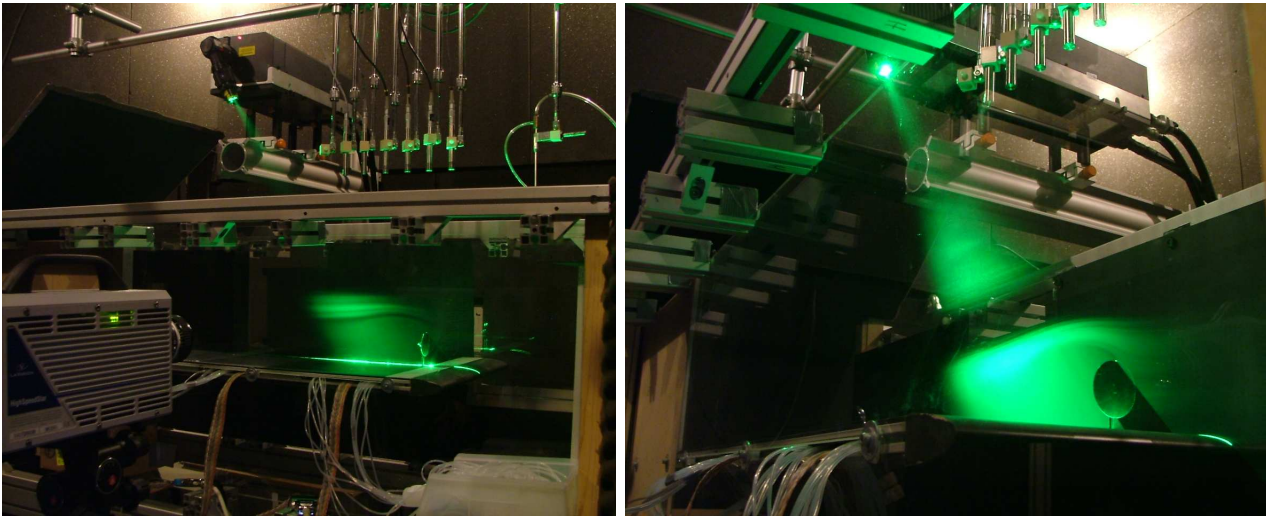


FIG. 3.26 – Représentations des mesures simultanées pressions pariétale et acoustique avec la mesure de vitesse par *PIV* dans le plan de symétrie (écoulement de la droite vers la gauche).

on multiplie les essais ( $\times 5$ ) afin d'avoir une dizaine de seconde d'acquisition (1000 valeurs décorrélées pression/vitesse pour un phénomène à  $100Hz$ ).

La disposition des capteurs de pression fluctuante pariétale pour les mesures couplées est fonction du phénomène que l'on souhaite capter et du plan de mesure de vitesse associé. De ce positionnement va dépendre le niveau de corrélation pression/vitesse. Le nombre de capteurs en paroi étant limité (22 pour les mesures simultanées  $PIV/P_{paroi}/P_{acou}$ ), des choix doivent être faits sur leur positionnement. Pour une mesure de vitesse dans le plan de symétrie ( $y/D = 0$ ), tandis que pour le plan rasant, on place les capteurs en croix dans la zone d'interaction sillage/paroi.

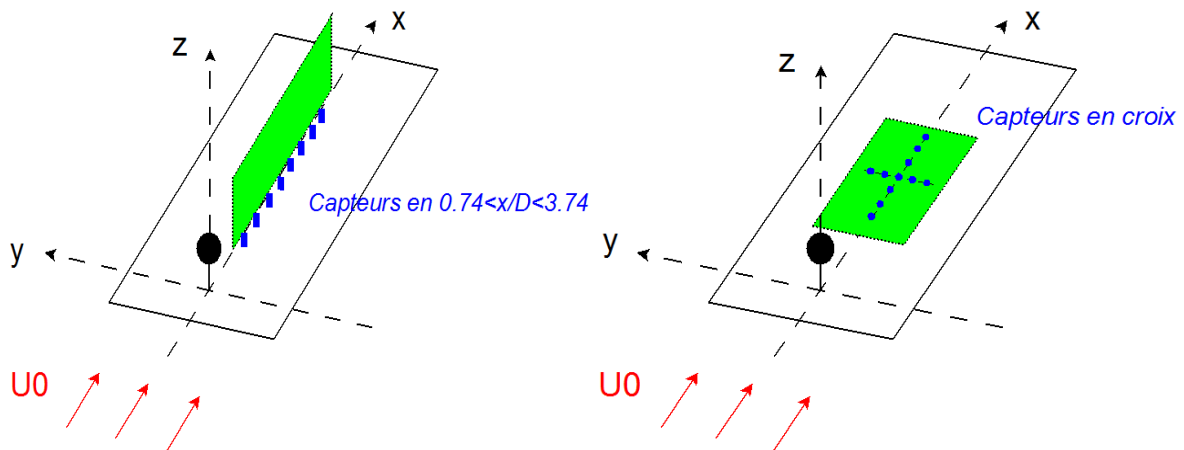


FIG. 3.27 – Disposition de capteurs de pression pariétale pour les mesures couplées avec la vitesse : (gauche) *PIV* dans le plan de symétrie ; (droite) *PIV* dans le plan rasant

Les procédures d'acquisition sont fonction du type de mesures de vitesse réalisée. Dans chacun des cas on souhaite obtenir un nombre suffisant de mesures pression/vitesse décorrélées entre elles. Le facteur limitant pour en obtenir un très grand nombre est la mémoire vive disponible au moment de l'acquisition et le temps total d'acquisition.

### 3.4.6 Validation de la mesure de pression fluctuante en présence d'ensemencement

Il s'agit de vérifier que la présence d'ensemencement dans l'écoulement ne perturbe pas la mesure de pression fluctuante. Il est clair qu'une prise de pression bouchée ou partiellement bouchée modifierait la réponse en fréquence de l'ensemble {prise de pression+capteur+tuyau+adaptation d'impédance}. De nombreux test ont été effectués et le cas particulier présenté est la position  $H/D = 0.4$  pour une position du capot de mesure donnée. Une première série de mesures a été effectuée avant d'ensemencer l'écoulement (**sans fumée (sf)**) et une seconde série de mesures est réalisée après plusieurs jours de mesures PIV (**avec fumée (af)**).

La figure 3.28 montre des évolutions de fDSP très proches ce qui nous permet de valider l'utilisation des capteurs de pression en présence d'ensemencement.

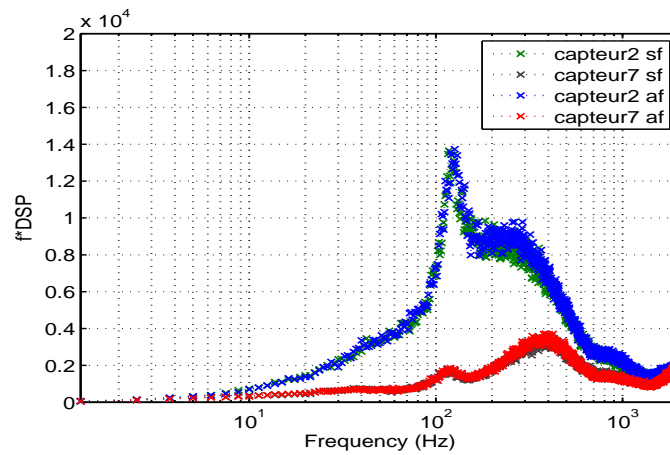


FIG. 3.28 – fDSP de deux capteurs mesurés avant ensemencement et après plusieurs journées de mesures PIV

## 3.5 Synthèse

Les moyens expérimentaux utilisés dans le cadre de cette thèse ont été présentés dans ce chapitre. Après avoir rappelé les caractéristiques de la soufflerie *Eole*, nous avons présenté les choix effectués pour l'étude de l'interaction sillage disque/paroi. Ces choix se basent sur l'étude bibliographique qui nous a permis notamment de mettre en évidence des fréquences caractéristiques du sillage du disque et d'effectuer des liens avec des obstacles bidimensionnels en interaction avec une paroi.

On s'est enfin intéressé aux techniques de mesure telles que la mesure de pression fluctuante ou la synchronisation de mesures pression/vitesse. Cette métrologie a été très précieuse et nous avons bénéficié du savoir faire existant au *LEA*. La mesure de pression fluctuante a été un enjeu crucial pour l'objectif final de la capture du lien pression/vitesse. Les capteurs déportés utilisés sont d'un coût raisonnable et permettent la capture des phénomènes basses fréquences mis en jeu par l'interaction sillage disque/paroi. La mise au point de la mesure de pression, la correction des signaux de pression fluctuants dans le domaine temporel ainsi que la validation des mesures couplées pression/vitesse est une partie importante du travail réalisé. Nous allons maintenant nous intéresser aux outils d'analyse développés lors de cette étude.

# Chapitre 4

## Choix des méthodologies d'analyse

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter les outils d'analyse destinés à l'exploitation des données mesurées. Le traitement des données expérimentales représente une grande partie du travail de thèse, il a été réalisé à l'aide des logiciels *MatLab* et *Scilab*.

Un des principaux objectifs de ce travail est d'établir un lien entre les structures instationnaires de l'écoulement et les fluctuations de pression dans une configuration d'interaction d'un sillage tridimensionnel avec une paroi. On cherche ainsi à développer ou à utiliser des moyens d'analyse permettant une meilleure perception de l'écoulement. Etant donné que les structures cohérentes sont reliées aux propriétés spatio-temporelles de la signature en pression, l'étude du signal de pression multi-capteurs est un premier indicateur des caractéristiques de l'écoulement. Parallèlement, par le biais de la topologie, les mesures de vitesse permettent de comprendre la structure tridimensionnelle de l'écoulement. L'utilisation de moyens d'essais plus avancés tels que la *HS - PIV* ( $f_e = 2kHz$ ) nous donne accès à l'évolution temporelle des structures de l'écoulement et donc à leur dynamique. Afin d'étudier l'interaction du sillage tridimensionnel du disque avec la paroi, on s'interrogera sur la possibilité de capter les phénomènes à l'aide de mesures dans différents plans. De manière graduelle, on s'intéresse ensuite aux méthodologies d'analyse des mesures couplées pression/vitesse pour avancer de manière plus concrète sur la compréhension du lien pression/vitesse.

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Exploitation des mesures de pression multi-point . . . . .</b>	<b>66</b>
4.1.1	Evolution spatiale de statistiques en un point : coefficient de pression moyenne ( $C_p$ ) et fluctuante ( $C_p'$ ) et densité spectrale de puissance ( $DSP$ ) . . . . .	66
4.1.2	Evolution spatiale de statistiques en deux points : phases, interspectres et cohérences . . . . .	66
4.1.3	Proper Orthogonal Decomposition ( <i>POD</i> ) . . . . .	67
<b>4.2</b>	<b>Exploitation des mesures de vitesse par <i>PIV</i> . . . . .</b>	<b>69</b>
4.2.1	Mesures <i>PIV</i> non résolues en temps . . . . .	69
4.2.2	Mesures <i>HS - PIV</i> . . . . .	69
<b>4.3</b>	<b>Exploitation des mesures simultanées pression/vitesse . . . . .</b>	<b>72</b>
4.3.1	Mise en évidence du lien pression/vitesse - Corrélations pression/vitesse . . . . .	72
4.3.2	Caractérisation du lien pression/vitesse - Estimation stochastique . . . . .	73
4.3.3	<i>EPOD - SE</i> : développement analytique . . . . .	75
4.3.4	Optimisation de la détection du lien pression/vitesse . . . . .	78
<b>4.4</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>83</b>

---

## 4.1 Exploitation des mesures de pression multi-point

Les capteurs de pression situés en paroi intègrent l'ensemble des contributions de l'écoulement sur une large gamme de fréquence ( $[0Hz; 1.6kHz]$  pour les capteurs différentiels ;  $[100Hz; 5kHz]$  pour les électrets). L'utilisation des signaux de pression multi-points est donc précieuse pour l'analyse d'un écoulement tridimensionnel dont on sait qu'il est difficile de capter les fluctuations de vitesse dans un grand volume.

### 4.1.1 Evolution spatiale de statistiques en un point : coefficient de pression moyenne ( $C_p$ ) et fluctuante ( $C_{p'}$ ) et densité spectrale de puissance ( $DSP$ )

Les coefficients de pression moyenne et fluctuante nous permettent d'analyser la structure moyenne et fluctuante de la répartition de pression en paroi pour les différents types d'interaction. Ils sont définis ci-dessous :

$$C_p = \frac{\langle p \rangle - p_\infty}{\rho U_\infty^2 / 2} \quad \text{et} \quad C_{p'} = \frac{\sqrt{\langle p^2 \rangle}}{\rho U_\infty^2 / 2}$$

La densité spectrale de puissance ( $DSP$ ) va nous permettre de connaître le contenu fréquentiel associé aux fluctuations de pression en paroi. On pourra alors tenter d'effectuer des liens avec les temps caractéristiques des structures présentes dans l'écoulement. L'expression de la  $DSP$  est la suivante :

$$DSP(f) = \langle \hat{p}(f) \cdot \hat{p}^*(f) \rangle$$

où  $\hat{p}(f)$  est la transformée de Fourier du signal de pression et  $\hat{p}^*(f)$  son conjugué complexe.

La variance du signal de pression  $\langle p^2 \rangle$  est obtenue en intégrant la  $DSP$  sur toute la gamme de fréquence du capteur de pression ( $[0Hz; 1.6kHz]$  pour les capteurs différentiels ;  $[100Hz; 5kHz]$  pour les électrets) :

$$\langle p^2 \rangle = \int_{f_1}^{f_2} DSP(f) \cdot df$$

### 4.1.2 Evolution spatiale de statistiques en deux points : phases, interspectres et cohérences

Les statistiques en deux points nous donnent une information plus complète de l'écoulement car on caractérise de façon simultanée l'évolution dans l'espace et dans le temps entre les deux points étudiés. Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir des mesures de pression multi-points synchronisées ( $N$  capteurs).

L'information du déphasage entre les deux capteurs situés en  $(x_i, x_j) \in \{1 \dots N\}^2$  est contenue dans les corrélations spatio-temporelles ainsi que dans l'interspectre :

$$\langle p(x_i, t) \cdot p(x_j, t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(x_i, t) \cdot p(x_j, t + \tau) dt \quad ,$$

$$\Pi(x_i, x_j, f) = \langle \hat{p}(x_i, f) \cdot \hat{p}^*(x_j, f) \rangle = F(\langle p(x_i, t) \cdot p(x_j, t + \tau) \rangle)$$

avec  $\tau \in [0; T]$  et  $F()$  la fonction transformée de Fourier.

A partir de l'interspectre, il est notamment possible de calculer les vitesses de convection  $U_c$  des différentes structures présentes au-dessus de la paroi. L'hypothèse de base est de supposer que les structures sont convectées à la vitesse uniforme  $U_c$  entre les deux points de la paroi. Un modèle simple permet ensuite de relier  $U_c$  à l'évolution de la phase  $\theta$  de l'interspectre calculé.

$$\frac{d\theta}{df} = 2\pi \frac{\Delta X}{U_c}$$

Si l'évolution de la phase met en évidence plusieurs pentes marquées, on peut trouver plusieurs vitesses caractéristiques dans l'écoulement associées à différentes gammes de fréquence. Sur la figure 4.1, correspondant au cas de deux capteurs placés sur la ligne axiale ( $y/D = 0$ ) en aval du disque à  $H/D = 0.75$ , on voit clairement que la pente évolue avec la phase et donc que la vitesse de convection varie avec la taille des structures.

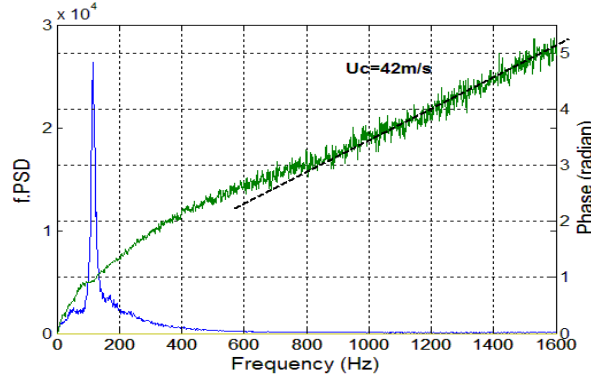


FIG. 4.1 – Exemple de l'évolution de la phase de l'interspectre pour deux capteurs situés sur la ligne axiale à  $x/D = 1.74 \pm 0.2D$  avec  $H/D = 0.75$ .

### 4.1.3 Proper Orthogonal Decomposition (*POD*)

La *POD* proposée par Lumley 1967 [52] est une méthode objective qui permet de décomposer un ensemble de signaux dépendant de l'espace et du temps en une base de modes propres de l'espace et un ensemble associé de coefficients dépendants du temps. En mécanique des fluides, cette méthode a été utilisée pour extraire les mouvements cohérents d'un écoulement turbulent (Lumley 1967 [52], Bonnet 1994 *et al* [13], Borée 2003 [15]). On l'utilise dans notre étude pour déterminer les mouvements/modes dominants de la signature en pression pariétale.

Le calcul *POD* s'effectue à partir d'une fonction  $u$  définie sur un intervalle réel  $\Omega$ . Nous disposons de l'ensemble des réalisations  $u(x, t)$  et nous cherchons quelle est la fonction qui ressemble le plus en moyenne aux réalisations  $u(x, t)$ . On cherche mathématiquement à trouver les fonctions déterministes  $\Phi(x)$  qui maximisent la projection moyennée de  $u$  sur  $\Phi$ .

$$\text{Max}_{\Phi} \frac{\langle |u, \Phi|^2 \rangle}{\|\Phi\|^2} = \frac{\langle |u, \Phi_0|^2 \rangle}{\|\Phi_0\|^2}$$

avec les définitions du produit scalaire et de la norme :

$$(f, g) = \int f(x)g^*(x)dx \quad \text{et} \quad \|f\| = (f, f)^{1/2}$$

#### Problème analytique

La *POD* est appliquée sur un champ de signaux de pression  $p(x, t)$ . Dans ce cas, la *POD* est fonction du temps et de l'espace. Dans le cadre des mesures synchronisées pression/vitesse ayant pour but d'établir un lien entre structure d'écoulement et fluctuation de pression, il est judicieux de conserver les paramètres de temps et d'espace.

L'analyse mathématique montre que la fonction  $\Phi_0$  existe et est en fait le vecteur propre du tenseur de corrélation :

$$R(x, x') = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(x, t) p(x', t) dt$$

La résolution du problème aux valeurs propres consiste à résoudre l'équation :

$$\int_{\mathcal{D}} R(x, x') \Phi^n(x') dx' = \lambda^n \Phi^n(x)$$

par diagonalisation de la matrice de corrélation. On obtient autant de modes *POD* que de valeurs propres.

L'écriture discrète obtenue pour  $N$  capteurs ayant mesuré  $N_t$  valeurs de pression est la suivante :

$$R_{ij} = \langle p(x_i, t) \cdot p(x_j, t) \rangle = \frac{1}{N_t} \sum_{k=1}^{N_t} p(x_i, t_k) \cdot p(x_j, t_k)$$

avec  $(i, j) \in \{1, \dots, N\}^2$

On a aussi

$$\sum_{j=1}^N \langle p(x_i, t) \cdot p(x_j, t) \rangle \Phi^n(x_j) = \lambda^n \Phi^n(x_i)$$

avec  $(i, n) \in \{1, \dots, N\}^2$ .

L'écriture discrète est conservée pour la suite car elle est adaptée aux mesures de pression par un nombre donné de capteurs.

On définit le coefficient aléatoire  $a_n(t)$  ( $n \in \{1, \dots, N\}$ ) comme la projection du vecteur  $p(x_i, t)$  ( $i \in \{1, \dots, N\}$ ) dans la base des  $\Phi^n$  :

$$a_n(t) = (p(x_i, t), \Phi^n(x_i)) = \sum_{i=1}^N p(x_i, t) \Phi^n(x_i)$$

Ceci implique que

$$p(x_i, t) = \sum_{n=1}^N a_n(t) \Phi^n(x_i)$$

avec  $i \in \{1, \dots, N\}$

Une fois la base *POD* obtenue, il est essentiel de vérifier que :

(i) les vecteurs propres sont orthonormés

$$(\Phi^n(x_i), \Phi^k(x_i)) = \sum_{i=1}^N \Phi^n(x_i) \Phi^k(x_i) = \delta_{kn}$$

(ii) l'énergie présente sur l'ensemble des capteurs  $\langle p(x_i, t)^2 \rangle$  ( $i \in \{1, \dots, N\}$ ) est égale à la somme des  $\lambda$ . L'analyse *POD* est une décomposition du signal au sens de l'énergie.

$$\sum_{i=1}^N \text{Energie capteurs} = \sum_{i=1}^p \text{Energie modes propres}$$

$$\sum_{i=1}^N R_{ii} = \sum_{i=1}^N \lambda^i$$

(iii) les  $a_n(t)$  sont orthogonaux

$$\langle (a_n(t), a_m(t)) \rangle = \lambda^n \delta_{mn}$$

avec  $(m, n) \in \{1, \dots, N\}^2$

### Propriété :

(i) Une propriété importante de la *POD* est que la décomposition en mode propre est équivalente à la décomposition de Fourier pour les directions d'homogénéité (voir par exemple Berkooz *et al* 1993 [11]). Pour les mesures réalisées en soufflerie, le temps  $t$  est une direction d'homogénéité.

(ii) La décomposition *POD* permet d'écrire :

$$R_{ij} = \sum_{i=1}^n \lambda^n \Phi^n(x_i) \Phi^{n*}(x_j)$$

On peut donc décomposer les intercorrélations et autocorrélations à l'aide des modes *POD*. Par ailleurs on sait qu'il existe un lien fort entre la matrice d'intercorrélation et les propriétés spatio-temporelles de l'écoulement.

## 4.2 Exploitation des mesures de vitesse par PIV

Après avoir présenté des méthodologies d'analyse de la signature en pression, on s'intéresse à l'analyse des champs de vitesse. Ces champs ont été enregistrés dans différents plans à une fréquence de  $1Hz$  (*PIV* classique) ou  $2kHz$  (*HS - PIV*). Au cours de l'analyse bibliographique, on a présenté des critères de détection de structures (ou éléments topologiques) qui s'appliquent à des champs de vitesse instantanés ou des champs de vitesse moyennés. Dans notre configuration d'étude, la tridimensionnalité de l'écoulement impose de prendre des précautions particulières pour l'application de tels critères. On verra dans le chapitre 6 une méthode basée sur les moyennes conditionnelles permettant de cibler certaines réalisations du champ de vitesse. Dans cette partie, on va plus particulièrement présenter les outils qui nous renseignent sur la structure globale de l'écoulement.

### 4.2.1 Mesures PIV non résolues en temps

Les mesures *PIV* de fréquence d'acquisition basse ( $f_e = 1Hz$ ) permettent d'obtenir une première description de l'écoulement à l'aide des champs de vitesse moyenne et des champs de vitesse instantanés non résolus en temps. On a notamment pu constater au cours de l'étude bibliographique que la topologie moyenne des écoulements nous renseigne sur la structure tridimensionnelle des écoulements (Delery 1999 [23] et Depardon *et al* 2005 [25]). Dans le chapitre 5, les champs de vitesse moyenne dans les plans de symétrie et rasant, nous permettront d'obtenir l'organisation des points singuliers et d'avancer dans la compréhension de la structuration de l'écoulement.

### 4.2.2 Mesures HS - PIV

L'augmentation de la fréquence d'acquisition des champs de vitesse permet d'obtenir l'évolution temporelle des champs de vitesse. La dynamique des structures de l'écoulement peut ainsi être captée et une approche Lagrangienne de l'écoulement, associée au suivi des particules fluides, est réalisable.



## 4.2.2.1 Corrélations vitesse/vitesse

Au cours de cette étude, on souhaite caractériser l'ensemble de l'écoulement tel que le sillage proche du disque ou la zone de proche paroi en aval du disque et cela pour un grand nombre de positions de disque. Il est donc nécessaire d'avoir une grande zone de mesure de la vitesse c'est pourquoi la mesure PIV est spécialement adaptée. La fréquence de la *HS-PIV* est fixée à  $2kHz$  afin d'avoir une fréquence d'acquisition bien plus grande que la fréquence des phénomènes étudiés (lâcher tourbillonnaire à  $St = 0.135$  soit  $f = 108Hz$ ).

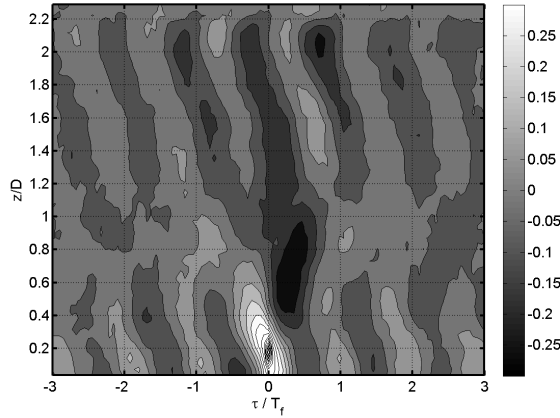


FIG. 4.2 – Exemple d'un tracé en contour du coefficient de corrélation  $R_{uu}$  calculé sur une ligne verticale  $x/D = 1.74$  du plan de symétrie pour  $H/D = 0.75$ .

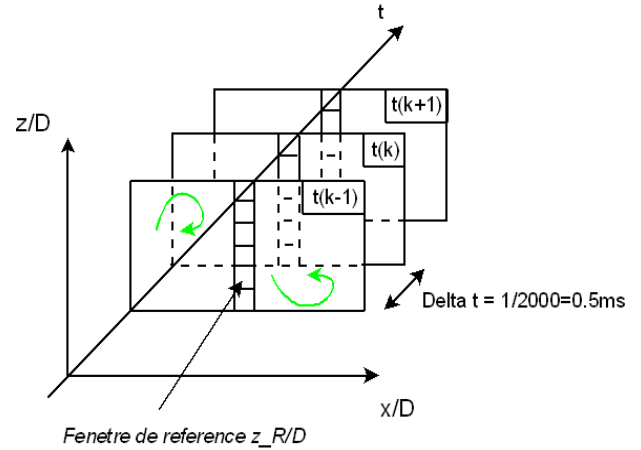


FIG. 4.3 – Description des données *HS-PIV* dans un plan pour le calcul des corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{ww}$

Les corrélations sont calculées sur une ligne du champ de vitesse ce qui permet d'obtenir, pour toute une ligne spécifique, l'évolution temporelle des corrélations. Les corrélations vitesse/vitesse sont basées sur les fluctuations de vitesse. Par exemple, pour la vitesse longitudinale, on a :

$$U(t) = \langle U(t) \rangle + u(t)$$

L'exemple d'une corrélation  $R_{uu}$  calculée sur une ligne verticale du champ de vitesse en  $x/D = 1.74$  est montré figure 4.2. L'axe des abscisses correspond au décalage temporel  $\tau$ , les ordonnées sont associées à la position normale à la paroi de la fenêtre PIV et les niveaux sont ceux du coefficient de corrélation. Les coefficients de corrélation sont calculés de la façon suivante dans le plan de symétrie :

$$R_{uu}(z_R/D, z/D, \tau) = \frac{\langle u(z_R/D, t) \cdot u(z/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(z_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(z/D, t) \rangle}}$$

$$R_{ww}(z_R/D, z/D, \tau) = \frac{\langle w(z_R/D, t) \cdot w(z/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle w^2(z_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle w^2(z/D, t) \rangle}}$$

La figure 4.3 permet une meilleure compréhension de la technique de calcul. Une ligne verticale du champ de vitesse est sélectionnée ( $x$  et  $y$  fixés) ainsi qu'une fenêtre de référence  $z_R/D$  sur cette même ligne. Les intercorrélations avec les autres fenêtres de la ligne peuvent ainsi être calculées en faisant varier  $z/D$ . Les corrélations vitesse/vitesse sont un moyen rapide de comprendre la structure globale de l'écoulement. En sélectionnant différentes zones d'études et différents points de référence, il est possible d'obtenir les temps caractéristiques mais aussi d'analyser les liens, notamment en termes de phase, entre les différentes zones de l'écoulement.

Plusieurs paramètres liés à la configuration étudiée risquent de diminuer le niveau de corrélation :

- ⇒ *Tridimensionalité de l'écoulement* : l'étude bibliographique a montré que le lâcher tourbillonnaire dans le sillage du disque s'effectue à  $180^\circ$  dans un plan qui tourne de manière aléatoire. Il semble difficile de capter précisément la dynamique du sillage à l'aide de corrélation vitesse/vitesse dans le plan de symétrie. On peut penser que le niveau de corrélation sera diminué du fait de la perte d'information.
- ⇒ *Valeur élevée du nombre de Reynolds ( $Re = 130000$ )* : on sait d'après l'étude bibliographique que les écoulements hauts Reynolds présentent un niveau de turbulence important contribuant à l'intermittence des grandes structures périodiques (Hudy *et al* 2007 [40], Perrin *et al* 2007 [64]). Une telle intermittence est un facteur qui contribue à la diminution du niveau de corrélation vitesse/vitesse.

#### 4.2.2.2 Méthode d'analyse Lagrangienne : FTLE

L'outil d'analyse *FTLE* (Finite Time Lyapounov Exponent) repose sur une vision Lagrangienne de l'écoulement. Une première description de la méthode a été réalisée dans l'étude bibliographique. On précise ici quelques caractéristiques liées à l'outil développé au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamique (*LEA*).

Comme on a pu le préciser pour l'analyse des corrélations, l'exploitation des champs de *FTLE* calculés sur des champs de vitesse *2D* devra être réalisée avec précaution pour l'écoulement tridimensionnel étudié ici. Pour l'analyse de champs instantanés de vitesse, il sera nécessaire de s'intéresser à des structures restant dans le plan de mesure (voir chapitre 7).

#### Mise en place du calcul *FTLE*

Cet outil a été réalisé au *LEA* dans le cadre du Master 2 *FAE* de Tran Thanh Tung financé par l'*ANR DIB*. Le logiciel *Scilab* a permis d'élaborer le programme.

Le calcul des champs *FTLE* est basé sur des mesures *HS-PIV (2D-2C)* dans le plan de symétrie en aval du disque à une fréquence d'acquisition  $f_e = 2kHz$  correspondant à un  $\Delta t = 0.5ms$ . Notons que la méthode peut aussi être utilisée pour des champs de vitesse estimés à partir de la pression ou des statistiques conditionnelles. L'objectif de la méthode est de calculer les zones d'étirement et convergence, à tout instant et en tout point du champ de vitesse, à partir du calcul des trajectoires des particules fluides sur un temps fini  $T$ . Les trajectoires sont calculées par intégration des mesures instantanées du champ de vitesse avec un pas de temps  $dt$ .

Afin d'optimiser le calcul des trajectoires, on fixe un pas de temps  $dt = \Delta t/50 = 10\mu s$  bien plus faible que la fréquence d'acquisition des champs de vitesse. Ce choix est réalisé après des tests systématiques et des calculs de trajectoire sur des champs analytiques de vitesse pour des tourbillons de Lamb-Oseen (vitesse connue en tout point de l'espace). Il est montré que l'interpolation proche des maximums de *FTLE* doit être la plus précise possible. La vitesse instantanée des particules à chaque pas de temps  $dt$  est alors calculée par une interpolation spline de la matrice *PIV* spatio-temporelle. Cette matrice contient l'évolution temporelle du champ de vecteurs mesuré dans le plan de symétrie.

Pour chaque champ de vitesse instantané, la valeur de *FTLE* au centre  $x_0$  d'une fenêtre d'interrogation *PIV* est calculée en intégrant les trajectoires des quatre voisins pendant un temps d'intégration  $T$ . Une méthode Runge-Kutta d'ordre 4 (*RK4*) est utilisée pour intégrer les trajectoires. La matrice de gradient spatial  $A = \nabla_{x_0} x(t_0 + T; t_0, x_0)$  est alors calculée en utilisant une méthode aux différences finies à l'ordre 1.

### 4.3 Exploitation des mesures simultanées pression/vitesse

Les mesures synchronisées pression/vitesse ont été effectuées entre la pression pariétale  $P_{paroi}$ , la pression acoustique  $P_{acou}$  rayonnée en champ lointain et deux composantes de la vitesse dans des plans sélectionnés. Les outils d'analyse pression/vitesse peuvent être utilisés aussi bien avec  $P_{paroi}$  ou  $P_{acou}$ . Etant donné que les pressions acoustiques mesurées ont un niveau beaucoup plus faible que les pressions hydrodynamiques mesurées dans l'écoulement, les microphones sont placés en dehors de l'écoulement. Malgré cette précaution prise, les fluctuations de pression d'ordre acoustique émergent très peu du bruit ambiant de la soufflerie anéchoïque (rapport signal sur bruit très faible). En conséquence, le nombre de données couplées nécessaire à la convergence des corrélations  $P_{acou}/vitesse$  est très important. Le nombre de données couplées pression/vitesse étant limité à quelques milliers lorsque l'on utilise la PIV, on verra au chapitre 6 comment diminuer le bruit sur ces corrélations.

Dans un premier temps, on présente la méthode de corrélation pression/vitesse entre un capteur de pression pariétale et le champ de vitesse. Ces corrélations nous donnent une relation spatio-temporelle entre la pression fluctuante mesurée en un point à la paroi et une zone étendue du champ de vitesse. L'étape suivante est d'établir un lien direct entre les structures cohérentes de l'écoulement et la signature en pression pariétale. L'analyse bibliographique a permis de montrer des exemples d'écoulements bidimensionnels où certaines réalisations du champ de vitesse, associées à des évènements très énergétiques, sont sélectionnées pour effectuer une moyenne conditionnelle ou une moyenne de phase et mettre en évidence des structures cohérentes. Ces méthodes, mises en places par la suite dans cette étude (chapitre 6 et 7), sont utilisées parallèlement aux méthodes d'estimation qui permettent de caractériser la relation entre les structures identifiées et la signature en pression. Les méthodes d'estimation sont aussi applicables à la totalité du champ de vitesse pour obtenir des moyennes et des variances du champ de vitesse corrélées au champ de pression. Dans cette partie, on décrit les différentes techniques d'estimation stochastique mises en place.

#### 4.3.1 Mise en évidence du lien pression/vitesse - Corrélations pression/vitesse

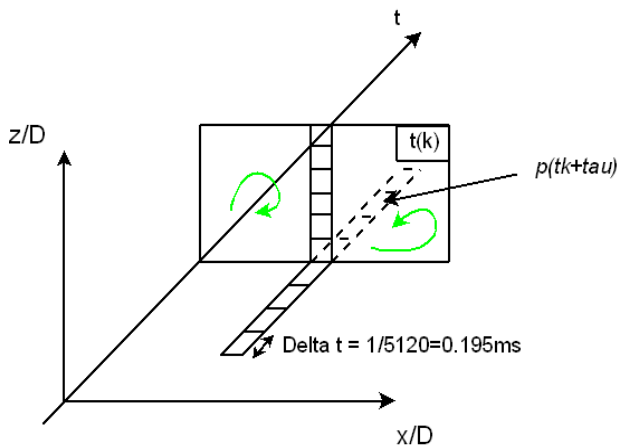


FIG. 4.4 – Description des données pression/vitesse pour le calcul des corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$

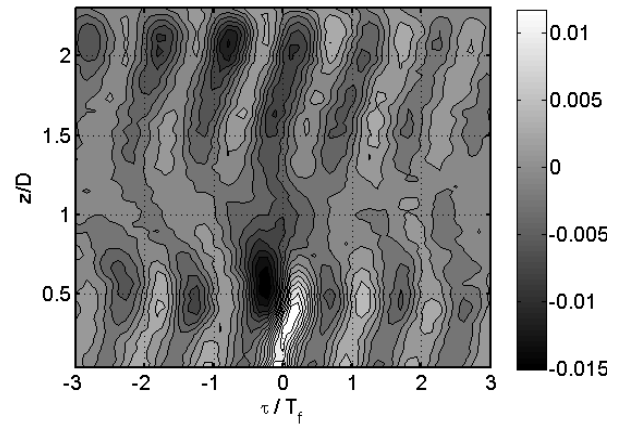


FIG. 4.5 – Exemple d'un tracé en contour du coefficient de corrélation  $R_{pu}$  calculé sur une ligne verticale  $x/D = 1.74$  du plan de symétrie pour  $H/D = 0.75$ .

Les données de vitesse utilisées pour le calcul des corrélations sont les vitesses fluctuantes. La figure 4.4 nous montre la méthode de corrélation entre une ligne verticale du champ de vitesse et un signal de pression fluctuante mesuré en un point. La donnée de vitesse est mesurée à  $1Hz$  ou  $2kHz$  alors que la mesure de pression est à  $5.12kHz$ . Il semble ainsi naturel de prendre la vitesse comme référence

temporelle dans le calcul des corrélations :

$$R_{pu}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(z/D, t) \rangle}{\sqrt{\langle p^2(t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(z/D, t) \rangle}}$$

$$R_{pw}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot w(z/D, t) \rangle}{\sqrt{\langle p^2(t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle w^2(z/D, t) \rangle}}$$

L'adimensionnement par la variance de la pression et de la vitesse permet d'analyser le niveau de la corrélation pression/vitesse et de le comparer à d'autres études ayant réalisées de telles mesures. On verra par la suite que les niveaux de ces corrélations pression pariétale/vitesse sont suffisamment importants pour pouvoir analyser la structure de l'écoulement. Cette représentation présente l'inconvénient d'adimensionner par la grandeur locale de la variance et donc d'atténuer les zones de l'écoulement ayant une forte fluctuation. En conséquence, on adimensionne les corrélations dans tout l'espace par une valeur fixée égale à la pression dynamique multipliée par la vitesse amont infinie  $U_\infty$  :

$$R_{pu}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

$$R_{pw}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot w(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

La figure 4.5 montre ainsi que la valeur du « coefficient de corrélation »  $R$  est beaucoup plus faible ( $-0.015 < R < 0.012$ ). L'avantage de cette représentation est qu'il est maintenant possible de comparer les niveaux dans les différentes zones de l'écoulement. Pour une configuration d'étude donnée telle que l'interaction sillage disque/paroi, un certain nombre de questions se pose sur les caractéristiques du lien pression/vitesse. On souhaite notamment localiser les zones de l'écoulement corrélées à la pression et connaître la relation de phase entre les deux grandeurs. L'exemple de tracé de la figure 4.5 montre que l'on obtient ce type d'information avec l'analyse des corrélations pression/vitesse.

### 4.3.2 Caractérisation du lien pression/vitesse - Estimation stochastique

L'utilisation de l'estimation stochastique a pour but de caractériser le lien mis en évidence par les corrélations. L'étude bibliographique nous a montré que le lien entre la signature en pression et les structures de l'écoulement est complexe et qu'une relation linéaire peut être insuffisante (Naguib *et al* 2001 [59], Murray and Ukeiley 2003 [58]). Différentes approches (linéaire ou quadratique) sont ainsi mises en place afin de caractériser au mieux le lien pression/vitesse. Les méthodes développées dans cette étude s'appuient sur la *POD* étendue (*EPOD*) dont l'équivalence avec la *LSE* est montrée par Borée 2003 [15]. Les différents programmes ont été réalisés dans ce travail à l'aide du logiciel MatLab. Les développements analytiques de l'*EPOD* et de la *LSE* sont présentés.

#### Principe

Un nombre important d'études concernant l'Estimation Stochastique (*SE*) du champ de vitesse est déjà présent dans la littérature. Parmi ces études, on trouve des écoulements de jets (Picard et Delville 2000 [65]), des écoulements sur une rampe descendante (Taylor et Glauser 2004 [77]), des écoulements de cavité (Murray et Ukeiley 2003 [58]), des écoulements de marche descendante (Hudy *et al* 2007 [40]) et des écoulements de couche limite (Naguib *et al* 2001 [59]).

Au cours de cette étude, on adopte la stratégie d'estimation de la vitesse fluctuante (domaine  $\Omega$  sur la figure 4.6) à partir du signal de pression multi-capteur (domaine  $S$ ). Cette méthode est basée sur l'existence d'un lien pression/vitesse puisqu'elle repose sur les corrélations pression/vitesse.

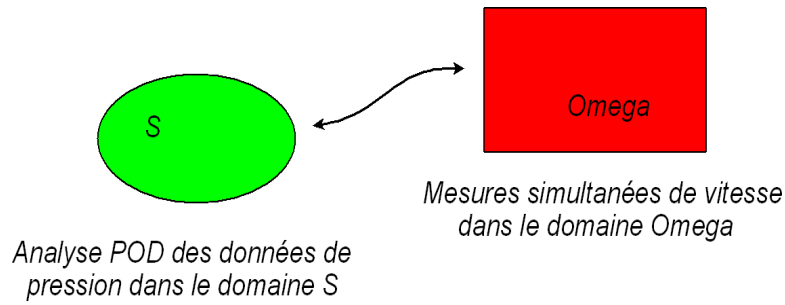


FIG. 4.6 – Représentation des domaines de mesure pour lesquels on réalise l'EPOD

## 2 stratégies à 2 ensembles de données

Nous verrons par la suite que l'étude des corrélations pression/vitesse met en évidence des relations de phase importantes. Qui plus est, ces relations de phase peuvent être dépendantes de la composante de la vitesse étudiée et sont dues à la structure instationnaire de l'écoulement. Dans les études précédentes (Naguib *et al* 2001 [59], Murray and Ukeiley 2003 [58]), la nécessité d'inclure les termes quadratiques de pression pour estimer la vitesse est discutée et est attribuée à la modélisation des termes sources non-linéaires de pression.

Dans le but de capter les caractéristiques complexes de l'écoulement, deux stratégies d'Estimation Stochastique sont testées : *SE* Linéaire (*LSE*) et *SE* Quadratique (*QSE*). La différence réside dans la prise en compte ou non des termes quadratiques de pression. Ces deux stratégies sont appliquées à deux ensembles de données décrits figure 4.7.

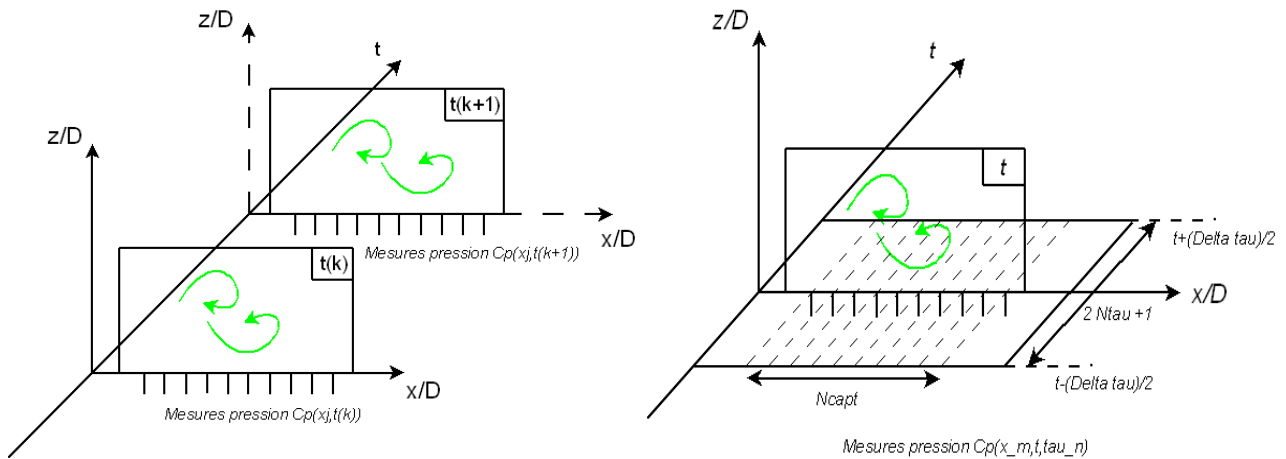


FIG. 4.7 – Deux ensembles de données de pression : (gauche) Répartition spatiale des pressions au temps  $t$  d'estimation de la vitesse ; (droite) Répartition spatio-temporelle des pressions centrée sur le temps  $t$  d'estimation de la vitesse.

Le premier ensemble de données (figure 4.7 gauche) correspond à des données de pression prises au même instant  $t_{PIV}$  que la mesure *PIV*. On parlera d'une répartition spatiale des données de pression donc de *S-LSE* et *S-QSE*. Pour une estimation des vitesses dans le plan de symétrie, on sélectionnera les 16 capteurs placés sur la ligne axiale ( $y/D = 0$ ).

Le second ensemble de données (figure 4.7 droite) est plus riche car il possède une étendue temporelle et spatiale. Les mesures de pression étant réalisées à une fréquence bien plus élevée que les mesures de vitesse, on dispose d'un ensemble de mesures de pression qui encadre les mesures de vitesse dans le

domaine temporel. Etant donné les étendues spatiale et temporelle des structures de l'écoulement, on peut penser que sur une durée  $\Delta T$  (liée au phénomène étudié) centrée sur  $t_{PIV}$ , les valeurs de pression vont être corrélées à la fluctuation de vitesse à  $t_{PIV}$  (voir par exemple figure 4.5). La prise en compte de cette information supplémentaire améliorera certainement le niveau de corrélation pression/vitesse. On parlera d'une répartition spatio-temporelle des données de pression donc de  $ST - LSE$  et  $ST - QSE$ .

Cette technique se base sur la suggestion d'Adrian 1979 [4] qui consiste à calculer la moyenne conditionnelle spatio-temporelle  $\langle u(x + \delta x, t + \tau) |_{u(x,t)} \rangle$  pour capturer les entités lagrangiennes se déplaçant dans l'écoulement. De très bons résultats ont déjà été obtenus par Ewing et Citriniti 1999 [27], Tinney *et al* 2006 [79] et Hoarau *et al* 2006 [37] en effectuant des estimations de type spectrale. De telles estimations reviennent en effet à inclure l'ensemble des informations temporelles dans l'estimation. Il a été montré que cette méthode est spécialement utile lorsque les grandeurs que l'on souhaite relier sont des paramètres physiques différents de l'écoulement (par exemple la pression et la vitesse pour notre étude).

### Estimation Stochastique en 3 temps

L'estimation stochastique s'effectue par l'intermédiaire de la *POD* étendue (*EPOD*) qui est équivalente à la *LSE* (Borée 2003 [15]). La démonstration de l'équivalence sera effectuée dans le paragraphe 4.3.3.3. L'utilisation de l'*EPOD* nécessite d'effectuer l'analyse en 3 temps :

- ⇒ (1) Détection par la *POD* des modes dominants du signal de pression (domaine  $S$ ) :  
 $C_p(x, t)$  pour la  $S - LSE$  ;  $[C_p(x, t), C_p^2(x, t)]$  pour la  $S - QSE$ .  
 $C_p(x, t, \tau)$  pour la  $ST - LSE$  ;  $[C_p(x, t, \tau), C_p^2(x, t, \tau)]$  pour la  $ST - QSE$ .

Remarque : L'utilisation des données de pression adimensionnées en  $C_p$  est nécessaire pour la *SE* quadratique (démonstration paragraphe 4.3.4.3), elles sont aussi utilisées pour la *SE* linéaire dans un souci d'uniformisation des données de pression.

- ⇒ (2) Calcul des modes étendus  $\Psi_u^n(\vec{y})$  pour  $\vec{y}$  appartient au champ de vitesse (domaine  $\Omega$ ) en utilisant la décomposition *POD* du signal de pression

$$\Psi_u^n(\vec{y}) = \frac{\langle a_n(t) \cdot u(\vec{y}, t) \rangle}{\lambda^n}$$

- ⇒ (3) Calcul de la partie du signal de vitesse corrélée à la pression

$$u(\vec{y}, t) = u_c(\vec{y}, t) + u_D(\vec{y}, t) \quad \text{avec} \quad u_c(\vec{y}, t) = \sum_{n=1}^N a_n(t) \Psi_u^n(\vec{y})$$

### 4.3.3 EPOD - SE : développement analytique

#### 4.3.3.1 Extended POD (EPOD)

A partir des modes *POD* calculés sur la pression (domaine  $S$ ), on a défini les modes étendus des composantes de vitesse  $u$  et  $w$  dans le plan de mesure de vitesse (domaine  $\Omega$ ). Le but est de prolonger de manière objective une analyse *POD* réalisée dans le domaine  $S$  vers  $\Omega$ .

$$\Psi_u^n(\vec{y}) = \frac{\langle a_n(t) u(\vec{y}, t) \rangle}{\lambda^n} = \frac{1}{\lambda^n T} \int_0^T a_n(t) u(\vec{y}, t); \quad \vec{y} \in \Omega$$

$$\Psi_w^n(\vec{y}) = \frac{\langle a_n(t) w(\vec{y}, t) \rangle}{\lambda^n} = \frac{1}{\lambda^n T} \int_0^T a_n(t) w(\vec{y}, t); \quad \vec{y} \in \Omega$$

La vitesse  $u(\vec{y}, t)$  est décomposée en une partie corrélée au signal de pression du domaine  $S$  et une partie décorrélée :

$$u(\vec{y}, t) = u_C(\vec{y}, t) + u_D(\vec{y}, t)$$

soit

$$u(\vec{y}, t) = \sum_n a_n(t) \Psi_u^n(\vec{y}) + u_D(\vec{y}, t)$$

En effet, on a bien :

$$\begin{aligned} \langle p(x, t) u(\vec{y}, t) \rangle &= \sum_n \langle a_n(t) u(\vec{y}, t) \rangle \Phi^n(x) \\ &= \sum_n \lambda^n \Psi_u^n(\vec{y}) \Phi^n(x) \end{aligned}$$

,

$$\begin{aligned} \langle p(x, t) u_C(\vec{y}, t) \rangle &= \sum_n \sum_p \langle a_n(t) a_p(t) \rangle \Psi_u^n(\vec{y}) \Phi^n(\vec{y}) \\ &= \sum_n \sum_p \lambda^n \delta_{np} \Psi_u^n(\vec{y}) \Phi^n(\vec{y}) \\ &= \sum_n \lambda^n \Psi_u^n(\vec{y}) \Phi^n(\vec{y}) \end{aligned}$$

et

$$\langle p(x, t) u_D(\vec{y}, t) \rangle = 0$$

#### 4.3.3.2 LSE

Comme pour la *EPOD*, le but est d'estimer l'état du signal  $u$  dans  $\Omega$  en fonction de  $N$  paramètres  $p_j$  aux points  $x_j$  dans  $S$ . Le paramètre estimé  $\tilde{u}$  est exprimé en fonction des paramètres  $p_j$  à l'aide de  $N$  coefficients  $b_j$  fonction du paramètre spatial de  $\Omega$  :

$$\tilde{u}(\vec{y}, t) = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) p(x_j, t)$$

avec  $\vec{y} \in \Omega$ .

Pour trouver ces  $N$  coefficients  $b_j$ , on minimise la différence  $\langle (u(\vec{y}, t) - \tilde{u}(\vec{y}, t))^2 \rangle$ .

$$\begin{aligned} \langle (u(\vec{y}, t) - \tilde{u}(\vec{y}, t))^2 \rangle &= \left\langle \left( u(\vec{y}, t) - \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) p(x_j, t) \right)^2 \right\rangle \\ &= \langle u^2(\vec{y}, t) \rangle - 2 \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \langle u(\vec{y}, t) p(x_j, t) \rangle + \left\langle \left( \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) p(x_j, t) \right)^2 \right\rangle \end{aligned}$$

en annulant la dérivée de ce terme en fonction de  $b_i$

$$\begin{aligned}
& \forall i \in \{1, \dots, N\} \\
& \frac{\partial}{\partial b_i} \langle (u(\vec{y}, t) - \tilde{u}(\vec{y}, t))^2 \rangle = 0 \\
\Leftrightarrow & \forall i \in \{1, \dots, N\} \\
& -2 \langle u(\vec{y}, t) p(x_i, t) \rangle + 2 \langle p(x_i, t) \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) p(x_j, t) \rangle = 0 \\
\Leftrightarrow & \forall i \in \{1, \dots, N\} \\
& \langle u(\vec{y}, t) p(x_i, t) \rangle = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \langle p(x_i, t) p(x_j, t) \rangle
\end{aligned}$$

En comparaison avec Naguib *et al* 2001 [59], on peut établir ce résultat pour une mesure de pression en paroi  $p_w(t)$  :

$$\langle u(\vec{y}, t) p_w(t) \rangle = b(\vec{y}) \langle p_w(t) p_w(t) \rangle$$

soit

$$b(\vec{y}) = \frac{R_{p,u}(\vec{y})}{p_{w,rms}^2}$$

#### 4.3.3.3 Equivalence entre *LSE* et *EPOD*

La *LSE* ayant fait l'objet de nombreuses recherches, l'intérêt d'une telle démonstration est de pouvoir appliquer à la *EPOD* les résultats et propositions de la *LSE* existant dans la littérature.

$$\begin{aligned}
\forall i \in \{1, \dots, N\} \quad , \quad & \langle u(\vec{y}, t) p(x_i, t) \rangle = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \langle p(x_i, t) p(x_j, t) \rangle \\
\Leftrightarrow & \forall i \in \{1, \dots, N\}
\end{aligned}$$

$$\sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \left( \sum_{n=1}^{N_{POD}} \lambda^n \Phi^n(x_i) \Phi^n(x_j) \right) = \left\langle \left( \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \Phi^n(x_i) \cdot u(\vec{y}, t) \right) \right\rangle = \sum_{n=1}^{N_{POD}} \langle a_n(t) u(\vec{y}, t) \rangle \Phi^n(x_i)$$

$\Leftrightarrow$

$$\sum_{n=1}^{N_{POD}} \lambda^n \Phi^n(x_i) \left( \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \Phi^n(x_j) \right) = \sum_{n=1}^{N_{POD}} \langle a_n(t) u(\vec{y}, t) \rangle \Phi^n(x_i)$$

en multipliant par  $\Phi^p(x_i)$  ( $p \in \{1, \dots, N_{POD}\}$ ) et sachant que  $(\Phi^n, \Phi^k) = \delta_{kn}$

$$\lambda^p \left( \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \Phi^n(x_j) \right) = \langle a_p(t) u(\vec{y}, t) \rangle \quad ; \quad p \in \{1, \dots, N_{POD}\}$$

soit



$$\left( \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \Phi^n(x_j) \right) = \frac{\langle a_p(t) u(\vec{y}, t) \rangle}{\lambda^p} = \Psi^p(\vec{y}) \quad ; \quad p \in \{1, \dots, N_{POD}\}$$

ainsi

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\vec{y}, t) &= \sum_N b_j(\vec{y}) p(x_j, t) \\ &= \sum_N b_j(\vec{y}) \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \Phi^n(x_j) \\ &= \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \left( \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \Phi^n(x_j) \right) \\ &= \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \Psi^n(\vec{y}) \end{aligned}$$

On a montré l'équivalence entre la *EPOD* et la *LSE* c'est pourquoi on confondra par la suite *EPOD* et *LSE*.

#### 4.3.4 Optimisation de la détection du lien pression/vitesse

L'objectif de cette partie est de présenter de manière analytique les méthodes qui ont été développées afin d'améliorer l'estimation stochastique des champs de vitesse. On s'appuie pour cela sur les développements analytiques de la *LSE*.

##### 4.3.4.1 Extension temporelle des réalisations de pression (*ST - LSE* ou *ST - QSE*)

Nous avons vu précédemment l'intérêt de prendre en compte les propriétés spatio-temporelles du signal de pression afin d'augmenter le niveau de corrélation pression/vitesse. Une réalisation à l'instant  $t_k$  de la *S - LSE* est constituée de  $N_{capt}$  éléments correspondant aux valeurs de pression données par les  $N_{capt}$  capteurs (voir figure 4.7(gauche)). Chaque élément d'une réalisation  $k$  peut être appelé par  $p(x_i, t_k) \quad ; \quad i \in \{1, \dots, N_{capt}\}$ .

Une réalisation  $k$  de la *ST - LSE* est constituée des valeurs de pression comprises dans l'intervalle  $[t_k - (\Delta T)/2; t_k + (\Delta T)/2]$  centré sur  $t_k$ . Chaque élément d'une réalisation peut être appelé par  $p(x_m, t_k, \tau_n) \quad ; \quad m \in \{1, \dots, N_{capt}\} \quad ; \quad n \in \{1, \dots, (2 \times N_\tau + 1)\}$  (figure 4.7 (droite)).

Le nombre d'éléments contenus dans une réalisation vaut  $N = N_{capt} \times (2N_\tau + 1)$ . Il faut comprendre que  $N_\tau$  doit être choisi en fonction du phénomène physique que l'on souhaite capter. Dans notre cas, on fixe  $N_\tau$  afin d'avoir une extension temporelle égale à deux fois le battement du sillage du disque ( $St_2 = 0.135$ ). Le déroulement analytique de la *ST - LSE* est ensuite identique à celui de la *S - LSE*. Il s'agit de remplacer  $p(x_i, t)$  par  $p(x_m, t, \tau_n)$  dans le calcul de la matrice de corrélation  $\langle p(x_i, t).p(x_j, t) \rangle$ . Le nombre de lignes et de colonnes de la matrice est ainsi multiplié par un facteur  $(2N_\tau + 1)$ .

En estimant l'état du signal  $u(\vec{y}, t)$  dans  $\Omega$  en fonction de  $N_{capt}$  paramètres  $p(x_j, t)$  au même instant dans  $S$ , on avait :

$$\tilde{u}(\vec{y}, t) = \sum_{j=1}^{N_{capt}} b_j(\vec{y}) p(x_j, t)$$

On souhaite maintenant utiliser l'information de pression (avec un échantillonnage temporel fixé à  $\Delta\tau$ ) disponible autour de chaque réalisation *PIV*. On sélectionne  $(2N_\tau + 1)$  valeurs telles que  $2 \times N_\tau \times \Delta\tau = \Delta T$  égal à deux fois la durée du phénomène physique que l'on souhaite capter. Ainsi,

$$\tilde{u}(\vec{y}, t) = \sum_{j=1}^{N_{capt}} \sum_{k=-N_\tau}^{N_\tau} b_{j,k}(\vec{y}) p(x_j, t + k \cdot \Delta\tau)$$

On peut toujours se ramener à l'expression :

$$\tilde{u}(\vec{y}, t) = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) p(x_m, t, \tau_n)$$

avec  $N = N_{capt} \times N_\tau$ ,  $\tau_n = n \cdot \Delta\tau$ ,  $m = f(j)$  et  $n = g(j)$ .

Les expressions de  $f(j)$  et  $g(j)$  permettant de décrire en espace et en temps les données de pression se basent sur une réalisation de référence décrite figure 4.7(droite). En désignant  $E(\alpha)$  ( $\alpha \in \mathcal{R}$ ), la partie entière de  $\alpha$ , on obtient :

$$f(j) = \begin{cases} j - E(j/N_{capt}) & \text{si } j \neq k \times N_{capt}; k \in \mathbb{N} \\ N_{capt} & \text{si } j = k \times N_{capt}; k \in \mathbb{N} \end{cases}$$

$$g(j) = \begin{cases} (E(j/N_{capt}) - N_\tau) & \text{si } j \neq k \times N_{capt}; k \in \mathbb{N} \\ (j/N_{capt} - (N_\tau + 1)) & \text{si } j = k \times N_{capt}; k \in \mathbb{N} \end{cases}$$

Finalement, on estime ici l'état du signal  $u(\vec{y}, t)$  dans  $\Omega$  en fonction de  $N$  paramètres  $p(x_m, t, \tau_n)$  dans  $S$ . Le paramètre estimé  $\tilde{u}$  est exprimé en fonction des paramètres  $p(x_m, t, \tau_n)$  à l'aide de  $N$  coefficients  $b_j(\vec{y})$  fonction du paramètre spatial de  $\Omega$ . Ces  $N$  coefficients sont donnés par :

$$\forall i \in 1, \dots, N \quad , \quad \langle u(\vec{y}, t) p(x_{m_i}, t, \tau_{n_i}) \rangle = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \langle p(x_{m_i}, t, \tau_{n_i}) p(x_{m_j}, t, \tau_{n_j}) \rangle$$

En comparaison avec Naguib *et al* 2001 [59], on peut établir ce résultat pour une mesure de pression en paroi  $p_w(t, \tau_i); i \in 1, \dots, (2N_\tau + 1)$  ;  $(2N_\tau + 1) = N$  :

$$\langle u(\vec{y}, t) p_w(t, \tau_i) \rangle = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) \langle p_w(t, \tau_j) p_w(t, \tau_i) \rangle$$

ou

$$\langle u(\vec{y}, t) p_w(t, \tau_i) \rangle = \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y}) R_{p_w, p_w}(|\tau_i - \tau_j|)$$

(pour Naguib *et al* 2001 [59],  $R$  est une fonction de corrélation et il l'a définie sans adimensionnement particulier)

### Vérification de l'énergie

Pour la *POD* spatio-temporelle,  $N_{POD}$  est égal au nombre de capteurs  $N_{capt} \times (2N_\tau + 1)$  nombre d'éléments de l'extension temporelle).

$$\sum_{n=1}^{N_{POD}} \lambda^n = \sum_{m=1}^{N_{capt}} \sum_{n=1}^{2N_\tau+1} \langle p^2(x_m, t, \tau_n) \rangle = (2N_\tau + 1) \times \sum_{m=1}^{N_{capt}} \langle p^2(x_m, t) \rangle$$

car  $\langle p^2(x_m, \tau_n, t) \rangle$  est indépendant de  $\tau_n$ .

Cette égalité doit être vérifiée pour la validation de la méthode *POD* spatio-temporelle.

#### 4.3.4.2 Prise en compte des termes quadratiques de pression

Le paramètre estimé  $\tilde{u}$  est exprimé en fonction des paramètres  $(p(x_j, t), p(x_j, t)^2)$  à l'aide de  $2N$  coefficients  $a_j$  et  $b_j$  fonction du paramètre spatial de  $\Omega$  :

$$\tilde{u}(\vec{y}, t) = \sum_{j=1}^N a_j(\vec{y})p(x_j, t) + \sum_{j=1}^N b_j(\vec{y})p^2(x_j, t) \quad (4.1)$$

$$= \sum_{j=1}^N B_j(\vec{y})\beta(x_j, t) \quad \text{avec} \quad \beta(x_j, t) = (p(x_j, t), p^2(x_j, t)) \quad (4.2)$$

$$\text{et} \quad B_j(\vec{y}) = (a_j(\vec{y}), b_j(\vec{y})) \quad (4.3)$$

Pour trouver ces  $N$  coefficients  $B_j$ , on minimise la différence  $\langle (u(\vec{y}, t) - \tilde{u}(\vec{y}, t))^2 \rangle$ . Des calculs identiques à ceux de la *LSE* nous permettent d'obtenir :

$$\forall i \in \{1, \dots, N\} \quad (4.4)$$

$$\langle u(\vec{y}, t)\beta(x_i, t) \rangle = \sum_{j=1}^N B_j(\vec{y}) \langle \beta(x_i, t)\beta(x_j, t) \rangle \quad (4.5)$$

Il est de nouveau possible de retrouver les résultats obtenus par Naguib *et al* 2001 [59] pour un capteur en paroi. On pose ainsi

$$\beta(x_i, t) = \beta_w(t) = (p_w(t), p_w^2(t))$$

et

$$B(\vec{y}) = (a(\vec{y}), b(\vec{y}))$$

ce qui induit,

$$\begin{aligned} \langle u(\vec{y}, t)\beta_w(t) \rangle &= (\langle u(\vec{y}, t)p_w(t) \rangle, \langle u(\vec{y}, t)p_w^2(t) \rangle) \\ &= (R_{pu}(\vec{y}), R_{ppu}(\vec{y})) \end{aligned}$$

et

$$\langle \beta_w(t)\beta_w(t) \rangle = \begin{pmatrix} \langle p_w^2 \rangle & \langle p_w^3 \rangle \\ \langle p_w^3 \rangle & \langle p_w^4 \rangle \end{pmatrix}$$

d'où

$$\begin{pmatrix} \langle p_w^2 \rangle & \langle p_w^3 \rangle \\ \langle p_w^3 \rangle & \langle p_w^4 \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(\vec{y}) \\ b(\vec{y}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a(\vec{y}) \langle p_w^2 \rangle + b(\vec{y}) \langle p_w^3 \rangle \\ a(\vec{y}) \langle p_w^3 \rangle + b(\vec{y}) \langle p_w^4 \rangle \end{pmatrix}$$

On obtient ainsi,

$$\begin{cases} \langle u(\vec{y}, t) p_w(t) \rangle = a(\vec{y}) \langle p_w^2 \rangle + b(\vec{y}) \langle p_w^3 \rangle \\ \langle u(\vec{y}, t) p_w^2(t) \rangle = a(\vec{y}) \langle p_w^3 \rangle + b(\vec{y}) \langle p_w^4 \rangle \end{cases}$$

d'où

$$a(\vec{y}) = \frac{\langle u(\vec{y}, t) p_w(t) \rangle}{\langle p_w^2 \rangle} - b(\vec{y}) \frac{\langle p_w^3 \rangle}{\langle p_w^2 \rangle}$$

et

$$b(\vec{y}) = \frac{\langle p_w^2(t) \rangle \langle u(\vec{y}, t) p_w^2(t) \rangle - \langle p_w^3(t) \rangle \langle u(\vec{y}, t) p_w(t) \rangle}{\langle p_w^2(t) \rangle \langle p_w^4(t) \rangle - \langle p_w^3(t) \rangle^2}$$

De même, la démonstration de l'équivalence entre *EPOD* (quadratique) et *QSE* est identique à celle entre *EPOD* (linéaire) et *LSE* en écrivant que :

$$\langle u(\vec{y}, t) \beta(x_i, t) \rangle = \left\langle \left( \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \Phi^n(x_i), u(\vec{y}, t) \right) \right\rangle = \sum_{n=1}^{N_{POD}} \langle a_n(t) u(\vec{y}, t) \rangle \Phi^n(x_i)$$

et

$$\langle \beta(x_i, t) \beta(x_j, t) \rangle = \sum_{n=1}^{N_{POD}} \lambda^n \Phi^n(x_i) \Phi^n(x_j)$$

Remarque : l'analyse *POD* préalable à la *EPOD* doit être réalisée sur les  $\beta(x_j, t)$  et non sur  $p(x_j, t)$ .

#### 4.3.4.3 Pondération entre termes linéaires et quadratiques

La *QSE* utilise un terme linéaire fonction de  $p(x_j, t)$  et un terme quadratique  $p^2(x_j, t)$ . Il est aussi précisé dans la littérature que ces deux termes ont une importance équivalente dans les mécanismes de génération de la pression pariétale. Le terme quadratique faisant intervenir le carré de la pression va avoir une énergie beaucoup plus grande que le terme linéaire. Cela peut poser problème lorsque l'on sait que la *POD* trie le signal en fonction de l'énergie. Il est ainsi intéressant de remplacer le terme de pression  $p(x_j, t)$  par un coefficient adimensionné par la pression dynamique :

$$Cp(x_j, t) = p(x_j, t) / (1/2\rho U_\infty^2)$$

L'intérêt principal est que le terme quadratique ne devient plus exagérément prépondérant.

$$p^2(x_j, t) \quad \text{est donc remplacé par} \quad Cp^2(x_j, t) = (p(x_j, t) / (1/2\rho U_\infty^2))^2$$

#### 4.3.4.4 Combinaison des méthodes spatio-temporelles et quadratiques

Il peut être intéressant de conjuguer les effets de l'analyse *POD* spatio-temporelle avec la *QSE*. Le niveau de corrélation pression/vitesse doit être augmenté par l'analyse spatio-temporelle et le lien pression/vitesse est d'autant mieux modélisé en prenant en compte le terme quadratique. Il s'agira ensuite dans la partie analyse des résultats de comparer ces résultats aux autres méthodes. Un des inconvénients de cette méthode concerne le temps de calcul puisque l'on dédouble le nombre de modes *POD* qui est déjà important.

#### 4.3.4.5 Application de ces méthodes aux données mesurées

##### Choix des réalisations de pression

Pour les mesures de vitesse à  $1Hz$ , le nombre maximal de réalisations est limité puisque l'on dispose de 2000 valeurs couplées (20 essais de 100 mesures couplées). Au contraire pour les mesures de pression, on dispose d'un grand nombre de réalisations (500000 environ par capteurs et par essai). Le lien entre la pression et la vitesse s'établit par la *EPOD* qui passe par l'étape *POD* de détection des composantes dominantes du signal de pression (étape 1 du paragraphe 4.3.2). Il est alors possible d'utiliser l'intégralité des mesures de pression afin d'améliorer la convergence des modes *POD*.

Après différents tests, on a montré qu'il était nécessaire d'utiliser, pour la construction de la base *POD*, les mesures couplées de pression correspondant aux instants de mesures *PIV*. En respectant cette étape, la décomposition de la vitesse en une partie corrélée à la pression et une partie décorrélée est strictement vérifiée.

##### Convergence des moments d'ordre 3 et 4

Les différentes techniques d'estimation stochastiques sont basées sur les matrices de corrélation pression/vitesse. On a vu que les estimations quadratiques font apparaître des moments d'ordre 3 et 4. La convergence de ces moments nécessite un nombre très important de données couplées qu'il est difficile d'atteindre avec la mesure de champs de vitesse étendus par *PIV*.

Par conséquent, on utilise les valeurs couplées pression/vitesse (2000 pour les mesures à  $1Hz$  et 1200 pour la mesure à  $2kHz$ ) pour effectuer l'estimation quadratique tout en gardant à l'esprit que les moments d'ordres 3 et 4 ne sont certainement pas convergés. Les résultats obtenus seront tout de même un premier indicateur de l'effet des termes quadratiques de pression sur l'estimation de la vitesse (voir chapitre 6).

## 4.4 Synthèse

Les outils d'analyse développés au cours de ce travail ont été présentés dans ce chapitre. Les données mesurées sont aussi bien des mesures de vitesse par *PIV* ou *HS – PIV*, des mesures de pression fluctuante multi-points ou des mesures synchronisées pression/vitesse.

L'analyse indépendante des statistiques de vitesse et de pression nous permet de relier la topologie de l'écoulement aux fluctuations de pression pariétale. On accède aux propriétés spatio-temporelles de l'écoulement à l'aide de mesures de vitesse *HS – PIV*. Il est alors possible de calculer des corrélations vitesse/vitesse ou d'effectuer le suivi des particules fluides à travers une approche lagrangienne de type *FTLE*. Les instantanés du champ de vitesse peuvent ainsi mettre en évidence des structures cohérentes de l'écoulement.

L'objectif est ensuite d'identifier les structures cohérentes reliées à la pression fluctuante. On se base sur les mesures couplées pression/vitesse et on utilise tout d'abord les corrélations pression/vitesse pour identifier la structure du lien pression/vitesse. A partir de là, plusieurs méthodes d'estimations stochastiques ont été développées pour caractériser ce lien. Les programmes développés au cours de cette thèse repose sur l'*EPOD* dont l'équivalence avec la *LSE* a été rappelée au cours de ce chapitre. Une méthode d'estimation prenant en compte les aspects spatio-temporels des signaux de pression ainsi qu'une autre utilisant les termes quadratiques de pression ont été développées. Ces méthodes seront testées dans les chapitres 6 et 7.



# Chapitre 5

## Caractérisation générale de l'écoulement : interaction sillage disque/paroi

Au cours de ce chapitre, on effectue une description générale de l'écoulement en analysant plus particulièrement l'influence de la distance  $H$  entre l'obstacle et la paroi. L'étude bibliographique a montré pour des obstacles bidimensionnels en interaction avec une paroi que le lâcher tourbillonnaire du sillage disparaît à partir d'une valeur critique  $H_c/D \sim 0.35$  ( $D$  dimension caractéristique de la section). On a vu qu'en rapprochant le cylindre « infini », la transition entre un régime de lâcher périodique et un régime sans lâcher est progressive avec des phases d'intermittence du lâcher tourbillonnaire. Dans ce cas, la disparition du lâcher est due à l'interaction entre la couche cisailée inférieure avec la couche limite turbulente se développant à la paroi qui engendre une destruction de la vorticité (Duroao *et al* 1991 [26], Grass *et al* 1984 [33]). L'affaiblissement de la couche cisailée inférieure implique un découplage des deux couches cisailées et donc la disparition du lâcher tourbillonnaire (Bailey *et al* 2002 [45]). A de tels nombres de Reynolds, le niveau de turbulence et l'intermittence des phénomènes périodiques engendrent une transition complexe.

On effectue une analyse du même type pour l'interaction du sillage du disque avec la paroi. Les champs de vitesse mesurés par *PIV* dans les plans de symétrie et rasant sont utilisés pour observer la structure de l'écoulement. On tente ensuite de relier les statistiques du champ de vitesse à la signature en pression.

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Analyse aérodynamique : définition de trois régimes d'écoulement . . . . .</b>	<b>86</b>
5.1.1	Interaction sillage/paroi fonction du paramètre $H/D$ . . . . .	86
5.1.2	Interaction « faible » ( $H/D = 1.75$ ) . . . . .	86
5.1.3	Interaction « forte » ( $H/D = 0.75$ ) . . . . .	86
5.1.4	Interaction « massive » ( $H/D = 0,3$ ) . . . . .	91
<b>5.2</b>	<b>Lien à la mesure de pression pariétale . . . . .</b>	<b>98</b>
5.2.1	Evolutions longitudinale et transversale de la pression moyenne . . . . .	98
5.2.2	Evolution longitudinale et transversale de la pression fluctuante . . . . .	100
5.2.3	Structures d'écoulement mises en jeu - Contenu fréquentiel des signaux de pression . . . . .	101
<b>5.3</b>	<b>Transition complexe autour de <math>H_c/D</math> critique . . . . .</b>	<b>106</b>
<b>5.4</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>107</b>

---



## 5.1 Analyse aérodynamique : définition de trois régimes d'écoulement

### 5.1.1 Interaction sillage/paroi fonction du paramètre $H/D$

Le disque est un corps tridimensionnel qui vient perturber l'écoulement au-dessus de la paroi. Quelle que soit la distance disque/paroi  $H/D$ , l'écoulement moyen est tridimensionnel et le sillage du disque est transporté vers la paroi, en aval du disque.

Les mesures *PIV* et bouillies qui seront détaillées par la suite ont montré que le sillage et l'écoulement de proche paroi en aval du disque sont fortement dépendants de la valeur  $H/D$ . Nous avons pu dissocier trois types d'écoulement en fonction de  $H/D$ , associés à trois types d'interaction. Le premier correspond à la position de disque « haute » (figure 5.1a) où le sillage du disque est peu influencé par la présence de la plaque. Le second type d'écoulement est associé à une position de disque « intermédiaire » (figure 5.1b) où le sillage est transporté vers la paroi (Sumner *et al* 2004 [76]). L'interaction devient alors plus intense et les instabilités portées par le sillage viennent balayer la paroi. Le dernier type d'écoulement correspond à une position de disque « basse » (figure 5.1c), où l'écoulement moyen sur la plaque est fortement modifié. Nous verrons qu'alors la proximité du disque induit un décollement sur la plaque en aval du disque.

Les interactions sillage/paroi engendrées par ces trois types d'écoulement mettent en jeu des fluctuations de l'écoulement avec des échelles bien différentes. L'observation des champs de vitesse moyens, fluctuants et instantanés est une première approche afin de comprendre la structure des écoulements et les phénomènes mis en jeu.

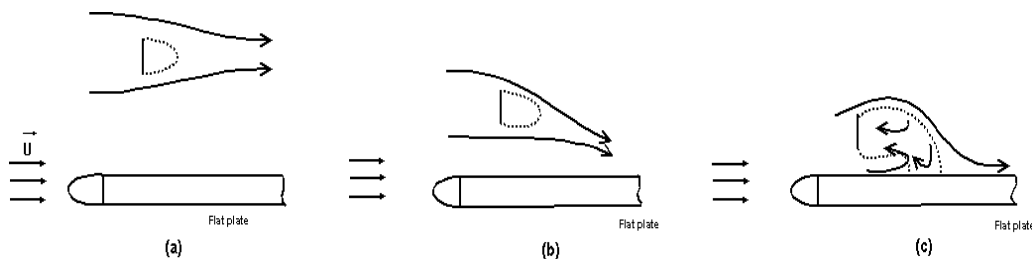


FIG. 5.1 – Représentation schématique des trois types d'écoulement en fonction de  $H/D$

### 5.1.2 Interaction « faible » ( $H/D = 1.75$ )

Une interaction « faible » existe entre le sillage du disque et la paroi pour des grandes valeurs de  $H/D$  (typiquement  $H/D > 1$ ). Le champ de vitesse moyenne dans le plan de symétrie (figure 5.2) montre que le développement du sillage est faiblement affecté par la présence de la paroi. Une faible augmentation de la vitesse sous le disque est mesurée, et la bulle moyenne de recirculation est légèrement déplacée vers la paroi. La figure 5.5 montre que les fluctuations de vitesse dans le plan rasant ( $z/D = 0.04$ ) sont très faibles mis à part dans le sillage proche du pied du disque (voir annexe C). La turbulence du sillage du disque est transportée par l'écoulement principal et n'interagit pas avec la paroi dans le domaine de mesure.

### 5.1.3 Interaction « forte » ( $H/D = 0.75$ )

Pour  $H/D = 0.75$ , les résultats des mesures *PIV* (figures 5.6 à 5.9) mettent en évidence une interaction forte associée au déplacement du sillage turbulent vers la paroi. Le champ de vitesse moyenne de la figure 5.6 montre une accélération de l'écoulement présent entre le disque et la paroi.

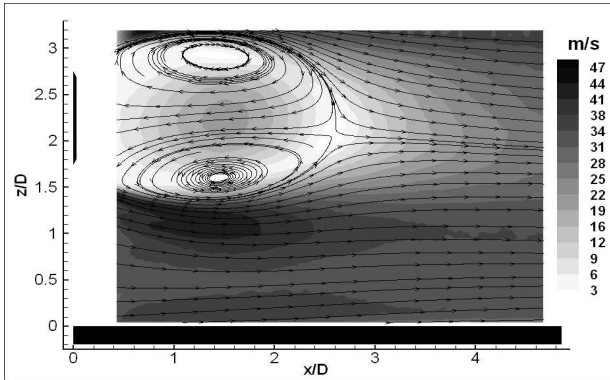


FIG. 5.2 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 1.75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$

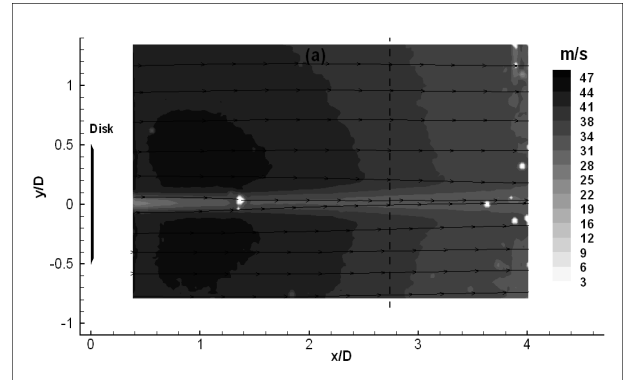


FIG. 5.3 – Plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 1.75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2}$

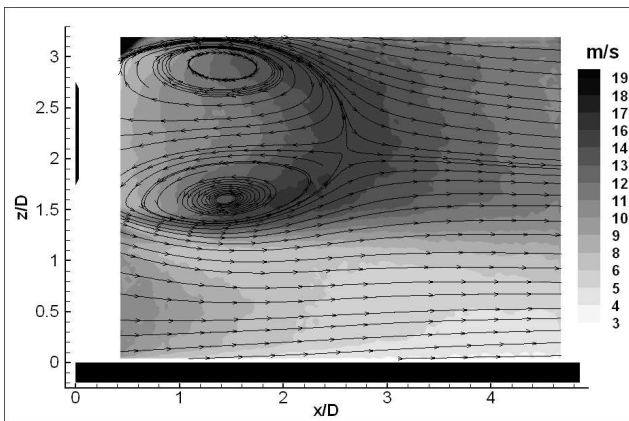


FIG. 5.4 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 1,75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle}$

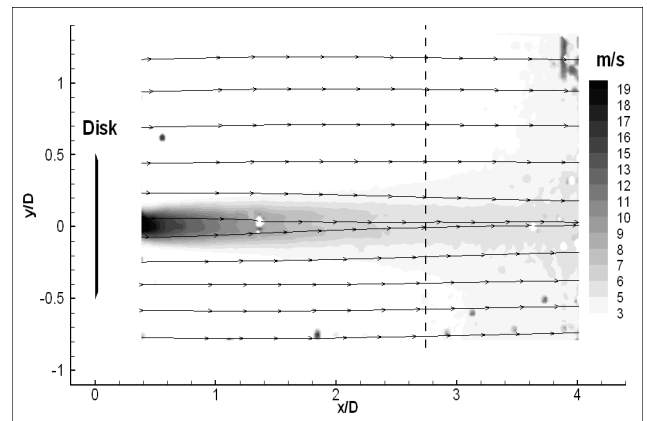


FIG. 5.5 – Plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 1,75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$

Dans le plan rasant correspondant (figures 5.7 et 5.9), on observe une forte augmentation des fluctuations de vitesse lorsque le sillage proche interagit avec la paroi ( $x/D > x_I/D \sim 2$ ). Dans la région de proche paroi en aval de  $x_I/D$ , une large gamme d'échelles turbulentes générées dans le sillage proche sont transportées le long de la paroi par l'écoulement moyen. On verra par la suite quelle peut être la signature d'un tel écoulement sur le signal de pression pariétale fluctuante. La visualisation pariétale de la figure 5.10 montre une légère modification des lignes de frottement en aval du disque.

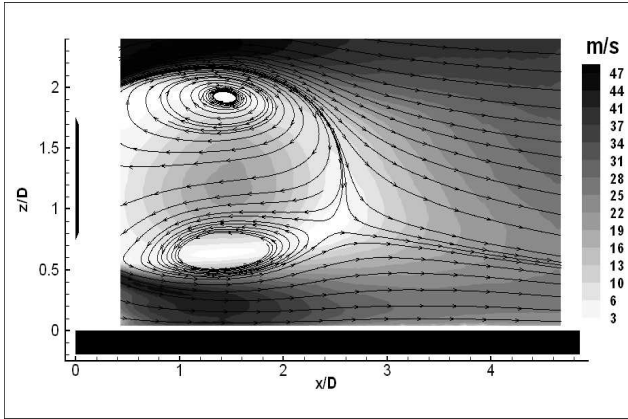


FIG. 5.6 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$

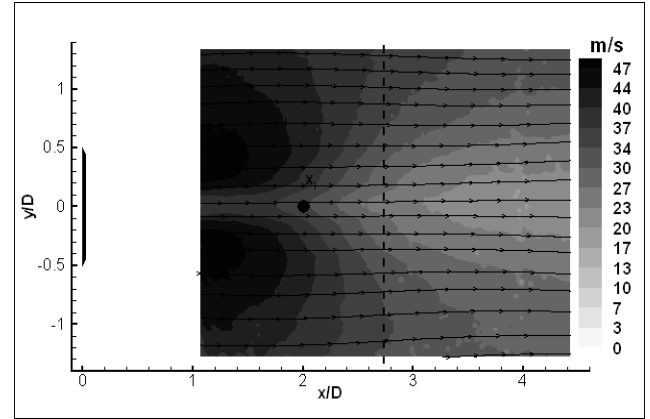


FIG. 5.7 – Plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2}$

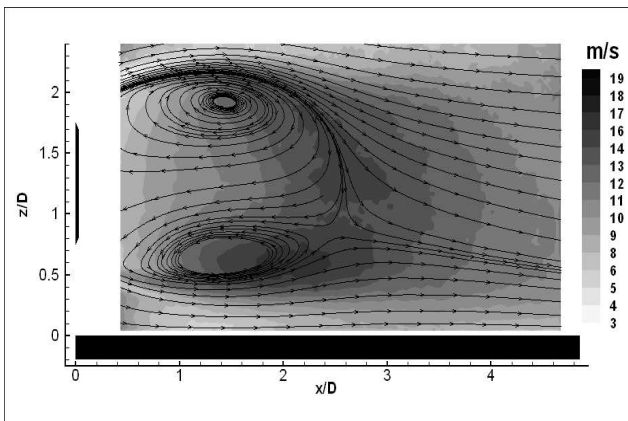


FIG. 5.8 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0,75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle}$

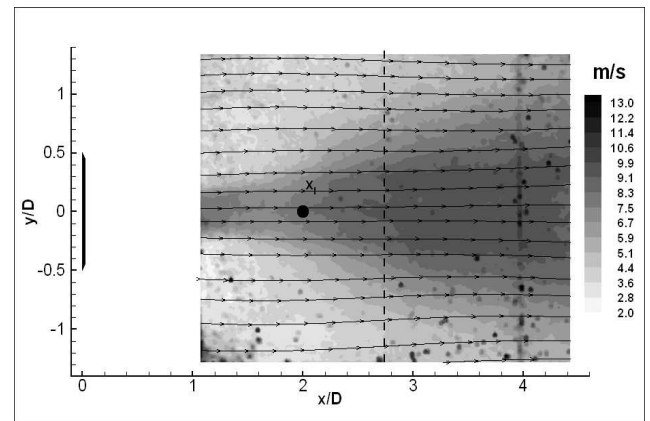


FIG. 5.9 – Plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$

Le déplacement du sillage vers la paroi est un phénomène couramment observé pour des obstacles placés au dessus d'une paroi. Pour un cylindre posé normalement à une paroi, Sumner *et al* 2004 [76] constatent un phénomène de « downwash » global du sillage (figure 5.12). Ce phénomène est aussi observé pour notre configuration de disque avec  $H/D = 0.75$  sur des champs de vitesse moyenne dans un plan normal à l'écoulement amont ( $x/D = 3.7$  figure 5.11). On peut toutefois penser que les phénomènes à l'origine du déplacement du sillage sont différents dans les deux cas. Pour le cylindre monté en paroi, c'est l'induction mutuelle des deux « tip vortex » proches de l'extrémité libre qui engendre un déplacement global du sillage vers la paroi. Pour la configuration de disque, l'existence d'un écoulement entre l'obstacle et la paroi induit des mécanismes d'interaction avec la paroi bien différents. L'écoulement sous le disque subit une accélération qui est associée à une dépression responsable du déplacement du sillage. Le profil longitudinal de pression moyenne est donné sur la figure 5.13. On peut observer que la dépression sous le disque est plus marquée pour  $H/D = 0.75$  que pour  $H/D = 1.75$  ce qui est le reflet d'une accélération plus forte de l'écoulement sous le disque pour  $H/D = 0.75$ .

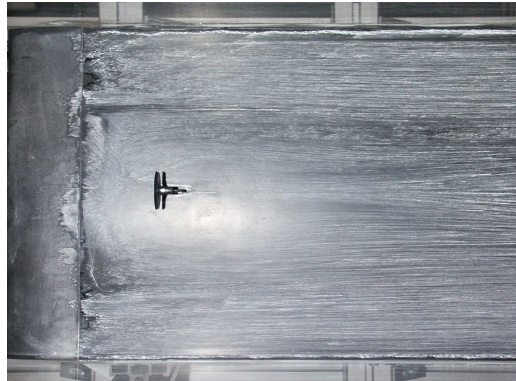


FIG. 5.10 – Visualisation pariétale pour  $H/D = 0,75$  (Écoulement de la gauche vers la droite).

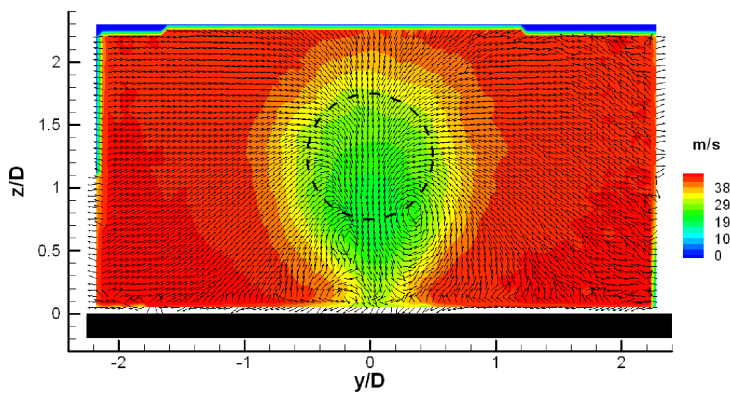


FIG. 5.11 – Plan PIV stéréo  $x/D = 3,7$  en configuration  $H/D = 0,75$  - Niveaux :  $U$

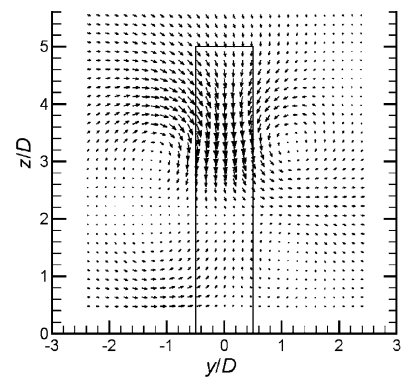


FIG. 5.12 – Visualisation dans le plan  $x/D = 6$  Cylindre (AR=5) plongé dans une couche limite (Sumner 2004)

On cherche maintenant à comprendre, pour cet obstacle tridimensionnel, comment les statistiques de vitesse évoluent lorsqu'on se déplace transversalement. On sait notamment que du fait du développement de la couche cisailée inférieure, c'est en  $y/D = 0$  que le sillage se rapproche le plus de la paroi et que l'accélération de l'écoulement amont est la plus forte. La figure 5.11 montre d'ores et déjà que la vitesse maximale normale à la paroi se trouve en  $y/D = 0$ . Les statistiques du champ de vitesse dans des plans décalés  $y/D = 0,25$  et  $y/D = 0,5$  (figure 5.14) montrent ainsi que la position du point col où le sillage moyen se referme s'est déplacé vers le centre du disque. Cette symétrisation du sillage lorsqu'on se déplace transversalement témoigne d'une diminution du niveau de l'interaction sillage/paroi. Ceci devra être vérifié sur l'analyse des signaux de pression pariétale fluctuants.

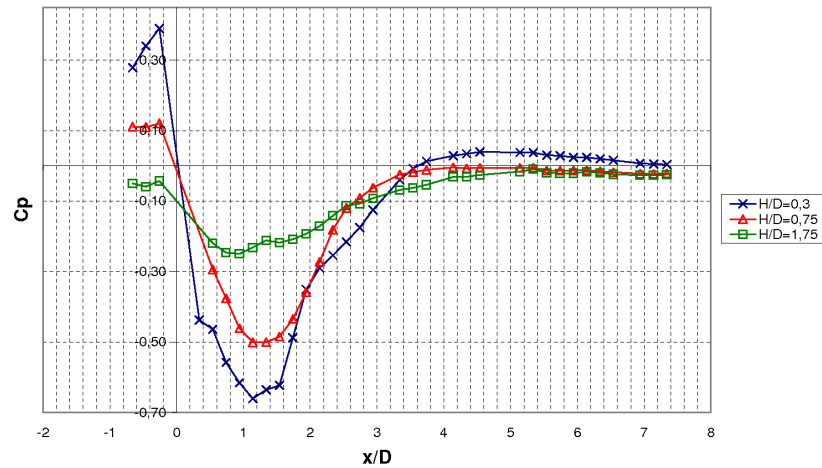


FIG. 5.13 – Répartition de la pression moyenne sur la ligne axiale pour les trois hauteurs  $H/D$

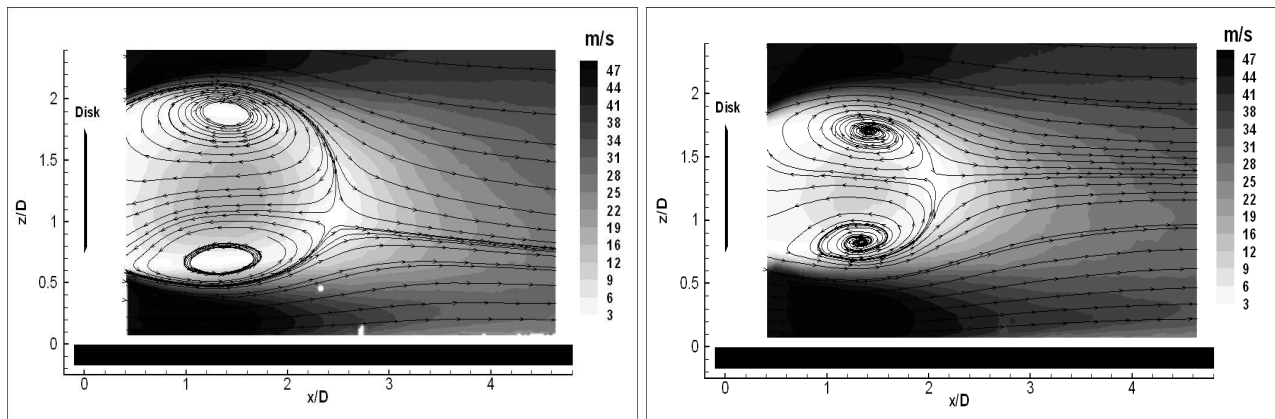


FIG. 5.14 – Plan PIV décalé pour la configuration  $H/D = 0,75$  : (a)  $y/D = 0,25$  ; (b)  $y/D = 0,5$  - Niveaux :  $\sqrt{U^2 + W^2}$

L'observation des champs de vitesse instantanés dans le plan de symétrie montre qu'il est difficile d'identifier clairement les structures de l'écoulement. On observe cependant pour cette hauteur  $H/D = 0,75$  que le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire est encore très marqué. Comme pour le cylindre avec  $H/D > 0,3$  (figure 2.10), on constate en effet des déplacements d'ensemble du sillage dirigés vers la paroi ou vers les  $z > 0$ .



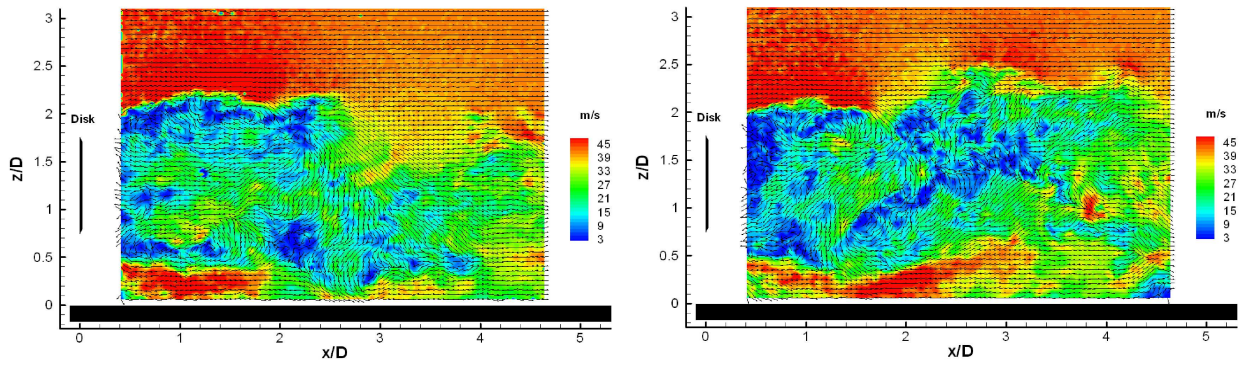


FIG. 5.15 – Plan PIV median : champs de vitesse instantané pour  $H/D=0,75$  - Niveaux :  $\sqrt{U^2 + W^2}$

#### 5.1.4 Interaction « massive » ( $H/D = 0,3$ )

Une nouvelle diminution du paramètre  $H/D$  conduit à une diminution du débit massique sous le disque, à une accélération de l'écoulement sous le disque et à l'existence d'un gradient de pression adverse encore plus marqué. Sur le profil longitudinal de pression moyenne (figure 5.13), on observe un gradient de pression longitudinal qui s'est intensifié par rapport à la configuration  $H/D = 0.75$  et qui va conduire à un décollement tridimensionnel instationnaire en aval du disque. L'apparition de ce décollement modifie l'écoulement moyen en proche paroi. Cette interaction massive est décrite sur les champs de vitesse des figures 5.16 à 5.19 mais aussi sur la visualisation pariétale de la figure 5.20. Deux points de stagnation sont détectés proches de la paroi dans le plan de symétrie et dans le plan rasant. Le premier  $S_1$  est un point col. Nous verrons au chapitre 7 qu'il ne correspond pas exactement à la position moyenne du point de décollement, ce qui nous permettra d'expliquer pourquoi le maximum de rms apparaît décalé en amont de  $S_1$  sur la figure 5.19. Le gradient de pression adverse et le flux turbulent dans la couche cisailée inférieure doivent contribuer fortement à l'apparition du décollement. Le second point de stagnation  $S_2$  est un point noeud et correspond au recollement moyen à la paroi de la couche cisailée supérieure.

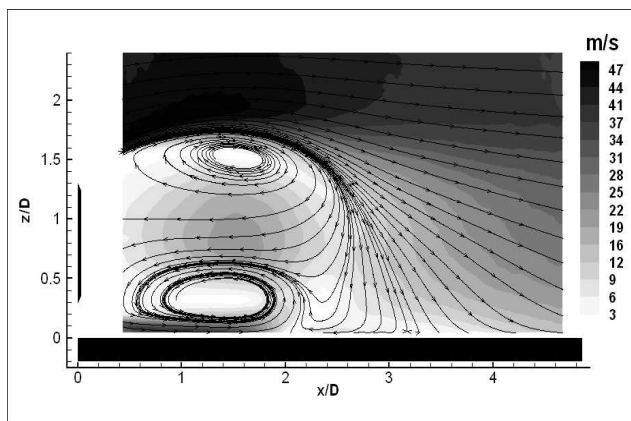


FIG. 5.16 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0.3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$

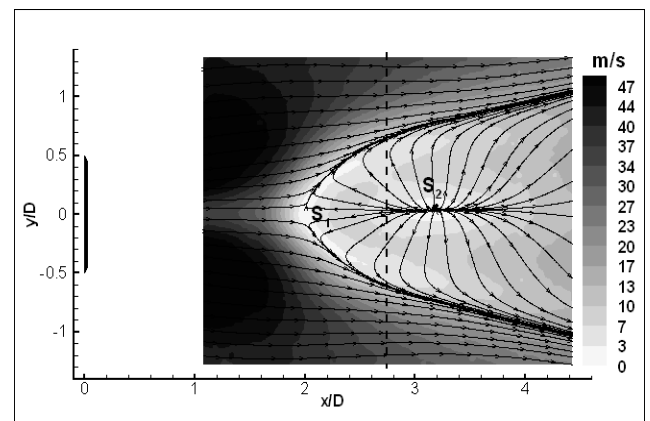


FIG. 5.17 – Plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 0.3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2}$

La topologie du champ de vitesse moyenne proche de la paroi (figures 5.17 et 5.19) met en évidence deux séparatrices, plus précisément des régions de convergence connectées au point  $S_1$  (Delery 1999 [23]). En observant ce plan rasant, on remarque une variation très importante des fluctuations de vitesse à travers  $S_1$ . En effet, les écoulements turbulents de part et d'autre de  $S_1$  ont des « histoires »

complètement différentes. En amont de  $S_1$ , la turbulence est générée par l'écoulement haute vitesse et fortement cisailée sous le disque. Le champ moyen de la figure 5.16 montre que cet écoulement fortement fluctuant décolle, et est éjecté dans la bulle de recirculation du sillage du disque. En aval de  $S_1$ , le déplacement des particules fluides est associé au recollement de la couche cisailée supérieure du disque. Le niveau plus faible des vitesses moyenne et fluctuante au niveau d'un tel recollement est caractéristique des obstacles de proche paroi.

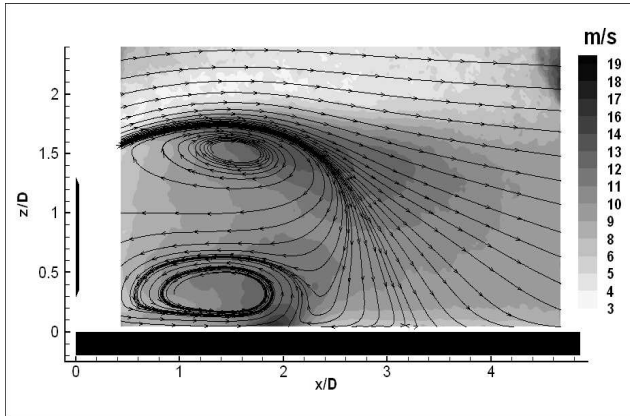


FIG. 5.18 – Plan PIV de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0,3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle}$

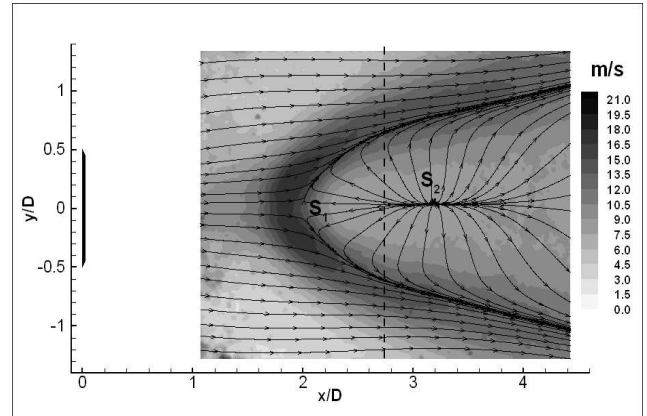


FIG. 5.19 – Plan PIV rasant  $z/D = 0,04$  pour  $H/D = 0,3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$

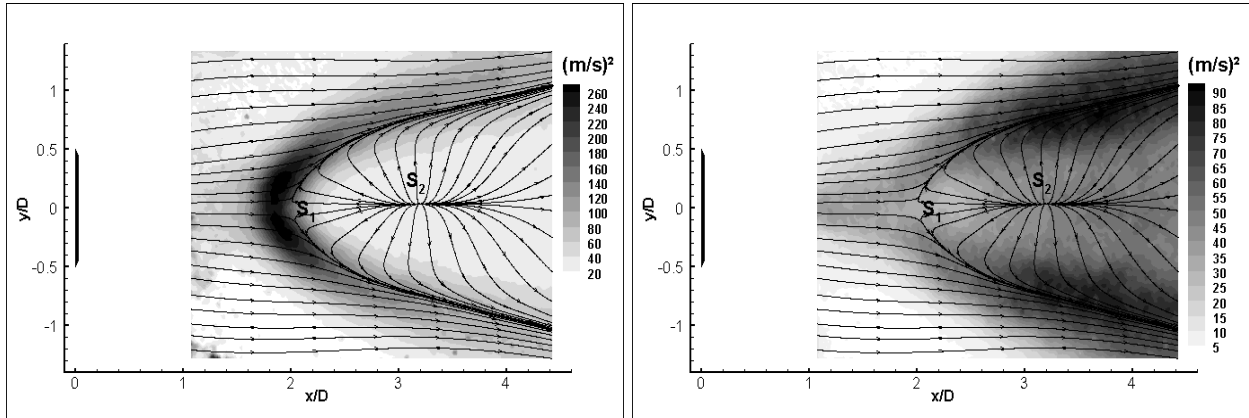
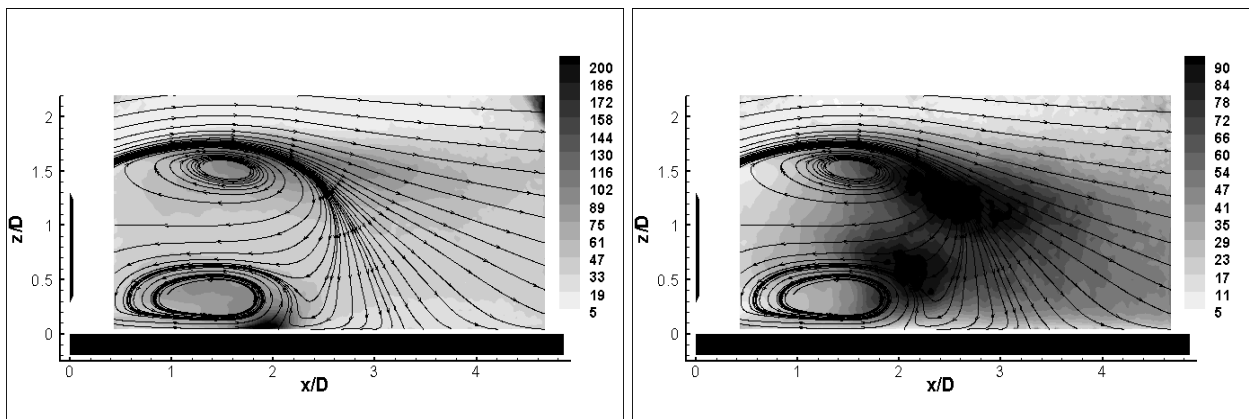


FIG. 5.20 – Visualisation pariétale pour  $H/D=0,4D$

On cherche maintenant à caractériser, composante par composante, les fluctuations de vitesse dans les plans médian et rasant (figures 5.21 et 5.22). Dans le plan rasant, on observe une forte contribution de la composante longitudinale  $U$  proche du point  $S_1$ . Au contraire, les fluctuations de la composante transversale  $V$  sont importantes dans les branches du décollement. On peut donc penser que les branches de la structure décollée fluctuent de manière transversale au-dessus de la paroi.

Dans le plan médian, on retrouve le maximum de fluctuation de vitesse longitudinale à proximité du point  $S_1$  tandis que deux zones se dégagent sur les fluctuations de la vitesse  $W$  normale à la paroi. Une première zone correspond à la zone d'éjection de fluide au-dessus de  $S_1$  et la deuxième correspond à la couche cisailée supérieure du sillage du disque.

Les champs de vitesse instantanés correspondant, dans le plan rasant et le plan de symétrie, sont présentés sur les figures 5.23 et 5.24. La caractéristique instationnaire du décollement est claire puisque qu'on peut déjà observer sur les instantanés du plan rasant que la position du point de décollement

FIG. 5.21 – Fluctuations de vitesse dans le plan rasant : (gauche)  $\langle u^2 \rangle$  ; (droite)  $\langle v^2 \rangle$ FIG. 5.22 – Fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie : (gauche)  $\langle u^2 \rangle$  ; (droite)  $\langle w^2 \rangle$



ainsi que la position transversale des branches du décollement (frontière entre écoulement externe et écoulement de retour) varie fortement.

L'observation des champs de vitesse instantanés dans le plan de symétrie met tout d'abord en évidence la disparition du mouvement d'ensemble vertical du sillage. L'étude bibliographique a permis de montrer dans le cas de cylindres « infinis » que ce mouvement est associé au lâcher tourbillonnaire des structures cohérentes du sillage et que ce lâcher disparaît pour  $H/D < 0.35$ . Il semble que cette observation soit aussi valide pour l'interaction du sillage du disque avec la paroi lorsque  $H/D = 0.3$ . Ces observations seront complétées par la suite par l'analyse des signaux de pression pariétale fluctuante.

Ces mêmes champs de vitesse instantanés révèlent aussi la présence de la zone d'éjection de fluide autour de  $x/D \sim 2$ . Ceci permet d'expliquer le fort niveau de fluctuation de vitesse  $W$  normale à la paroi dans cette zone, mais souligne aussi l'existence d'un couplage entre le sillage proche et le décollement.

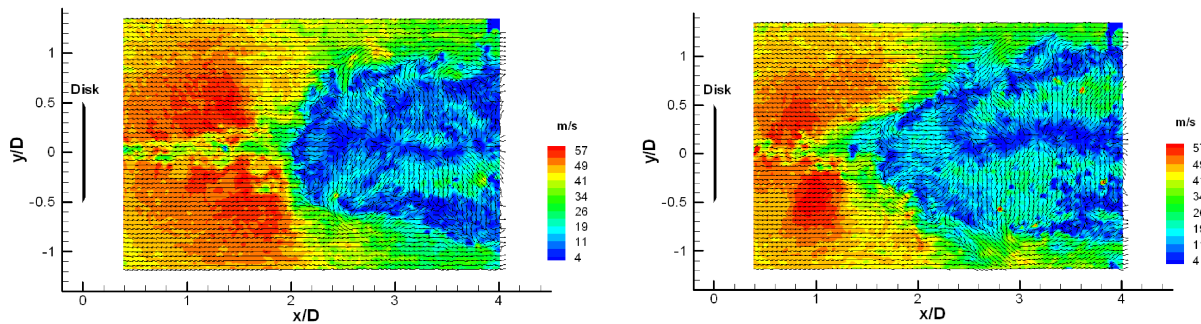


FIG. 5.23 – Plan PIV rasant : champs de vitesse instantané pour  $H/D=0,3$  - Niveaux :  $\sqrt{U^2 + V^2}$

Pour l'obstacle tridimensionnel que constitue le disque, on souhaite comprendre l'impact du décollement sur l'évolution transversale du sillage. Le champ de vitesse dans le plan décalé  $y/D = 0.25$  (figure 5.25 (gauche)) révèle la présence d'une branche du décollement avec une vorticité transversale parallèle à la paroi. Ceci permet d'appuyer le fait qu'il existe un couplage en  $y/D = 0$  entre le sillage proche et le décollement. Dans le plan de symétrie proche de  $S_1$ , l'éjection de fluide dans le sillage proche implique que la structure tourbillonnaire moyenne n'est pas refermée. En  $y/D = 0.5$ , on s'aperçoit que la présence du décollement induit une déviation de l'écoulement vers les  $z > 0$ . Un lien peut être effectué avec la description de l'écoulement à l'approche d'un décollement tri-dimensionnel faite par Delery 1999 [23] (figure 5.26). Une déviation des lignes de courant vers l'extérieur  $y$  est observée

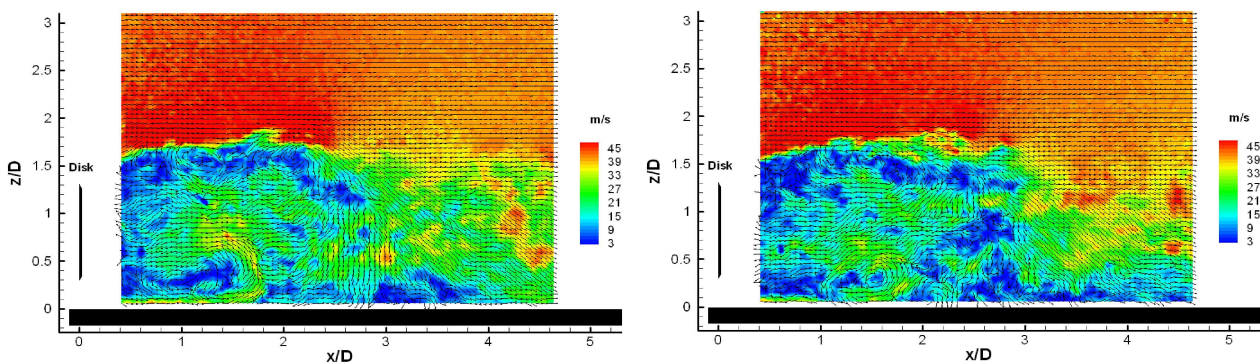


FIG. 5.24 – Plan PIV médian : champs de vitesse instantané pour  $H/D = 0,3$  - Niveaux :  $\sqrt{U^2 + W^2}$

lorsque l'on se rapproche des séparatrices connectées au point de décollement.

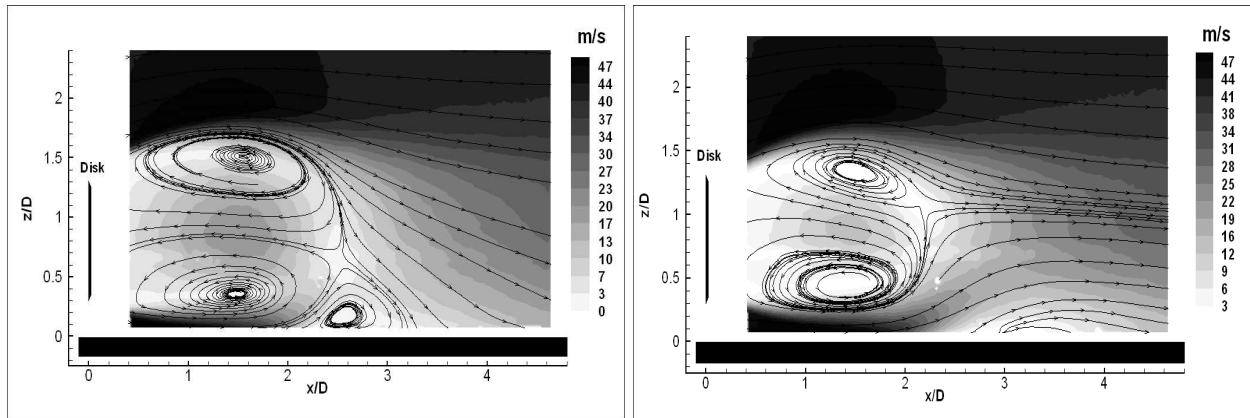


FIG. 5.25 – Plan PIV décalé pour la configuration  $H/D = 0,3$  : (a)  $y/D = 0,25$ ; (b)  $y/D = 0,5$  - Niveaux :  $\sqrt{U^2 + W^2}$

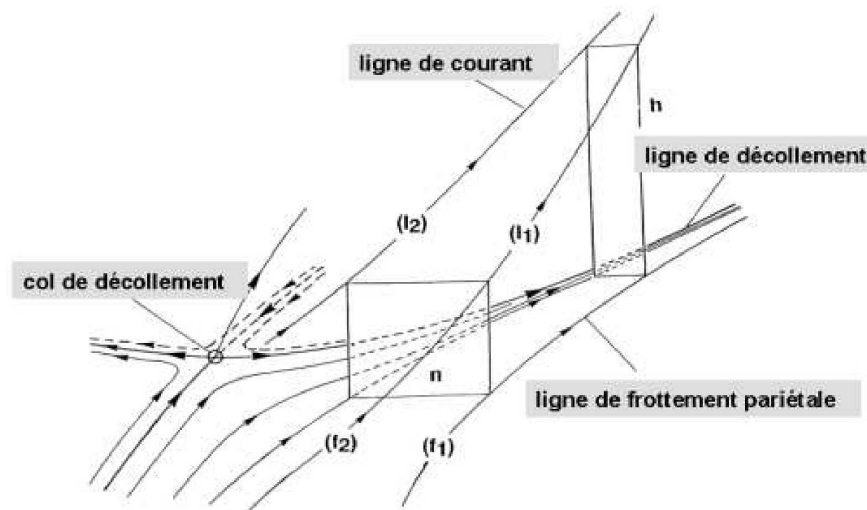


FIG. 5.26 – Déviation verticale des lignes de courant à l'approche d'un point de décollement (Delery 1999 [23])

### Transition complexe entre les régimes avec ( $H/D = 0.3$ ) et sans ( $H/D = 0.75$ ) décollement

Le décollement est un phénomène instationnaire qui résulte de la compétition entre les effets du gradient de pression adverse et de la convection par l'écoulement externe. La transition vers les écoulements sans décollement ( $H/D \sim 1$ ) est complexe et progressive en raison du fait que le décollement existe de façon intermittente pour des valeurs de  $H/D$  supérieures à 0.3. En effet, pour  $H/D = 0.4$  le décollement est observé sur les lignes de frottement de la figure 5.20 et le champ de vitesse moyenne longitudinale  $\langle U \rangle$  dans le plan rasant (figure 5.27 (milieu)) montre que la zone d'écoulement moyen de retour a quasiment disparue. La disparition de l'écoulement moyen de retour est due au renforcement des phases de convection avec de très fortes vitesses de convection proches de  $U_\infty$ . On constate pour  $H/D = 0.5$  (figure 5.27 (bas)), que l'écoulement de retour a complètement disparu. Cette évolution progressive s'analyse au travers de *pdf* (*probability density function*) de vitesse longitudinale au voisinage des zones où le décollement s'installe.

Les évolutions longitudinales des *pdf* de vitesse pour  $H/D = 0.3$ ,  $H/D = 0.4$  et  $H/D = 0.5$  sont données respectivement sur les figures 5.28, 5.29 et 5.30. Dans chacune des configurations, on a cherché les positions longitudinales décrivant au mieux les caractéristiques principales de l'écoulement. Ces positions longitudinales sont reportées par un point rouge sur les champs de vitesse de la figure 5.27.

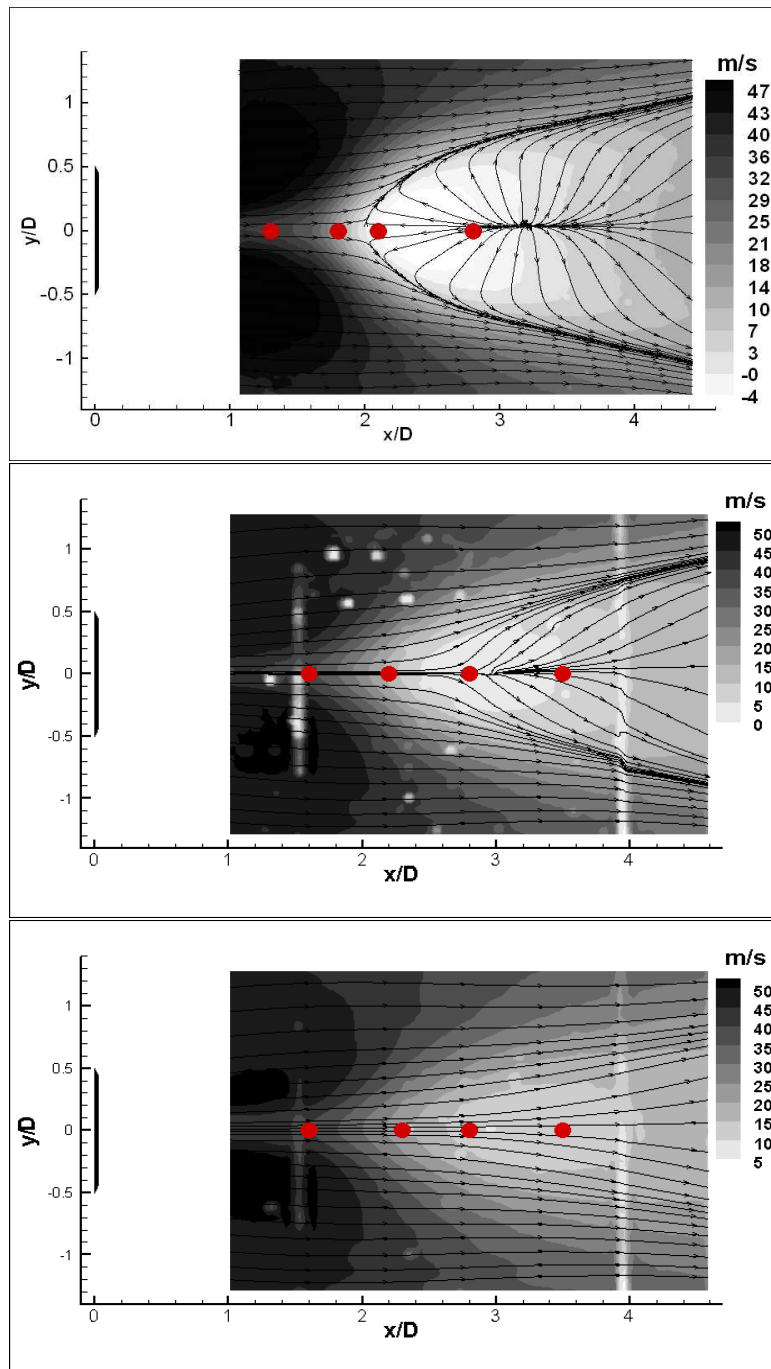


FIG. 5.27 – Plan *PIV* rasant : champs de vitesse longitudinal pour : (haut)  $H/D = 0,3$ ; (milieu)  $H/D = 0,4$ ; (bas)  $H/D = 0,5$  - Niveaux :  $U$

La figure 5.28 montre, pour la configuration  $H/D = 0.3$ , que l'approche du décollement sur la ligne axiale se traduit par une dissymétrisation de la *pdf* de vitesse longitudinale  $U$  autour de la vitesse moyenne. Pour  $x/D = 1.3$ , on se situe dans une zone de convection (figure 5.27 (haut)) et la *pdf* est quasi-symétrique autour de la vitesse de convection moyenne  $\langle U \rangle (x/D = 1.3, y/D = 0) = 34.5 \text{ m/s}$ .

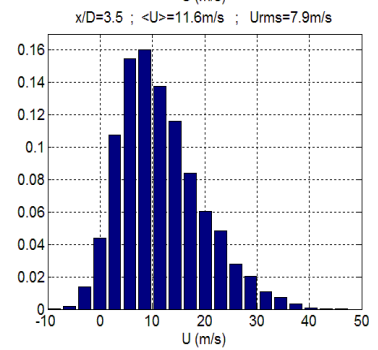
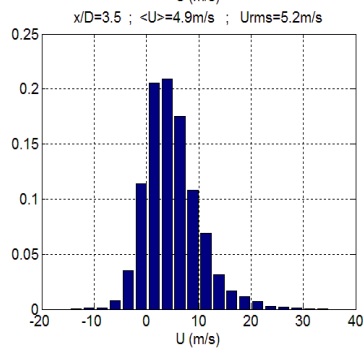
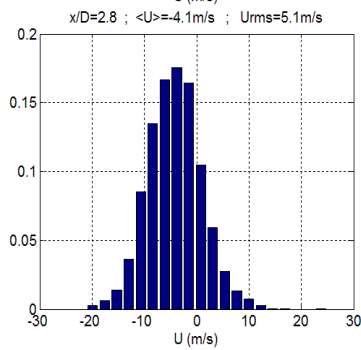
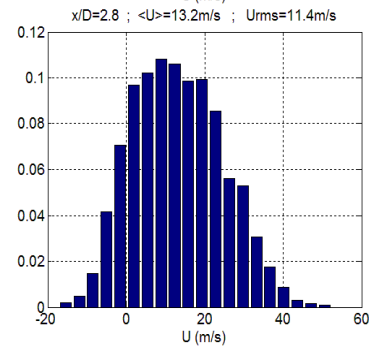
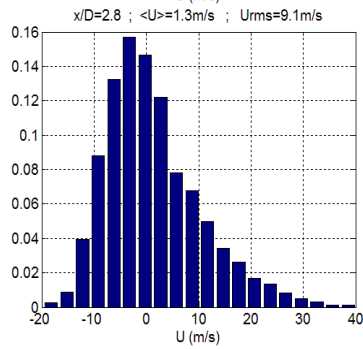
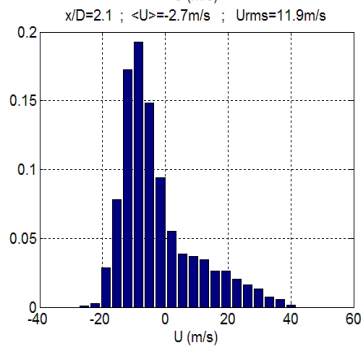
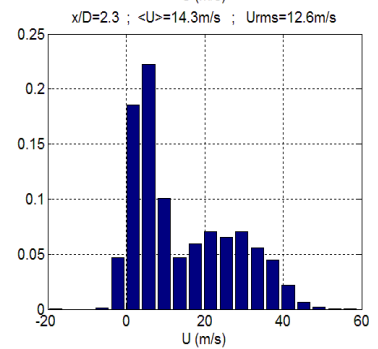
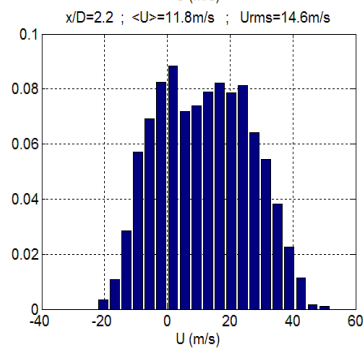
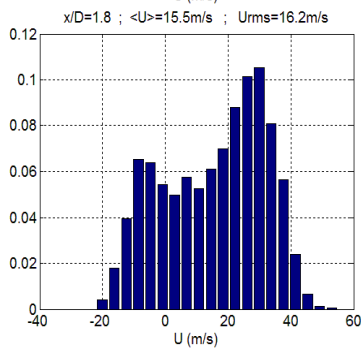
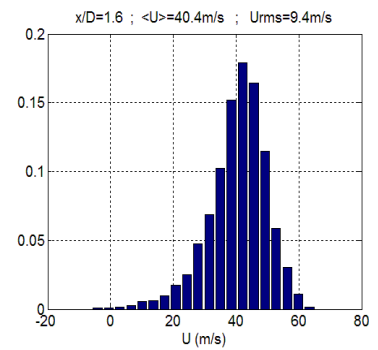
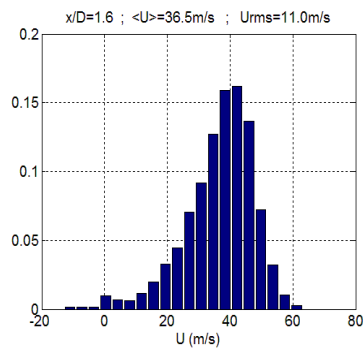
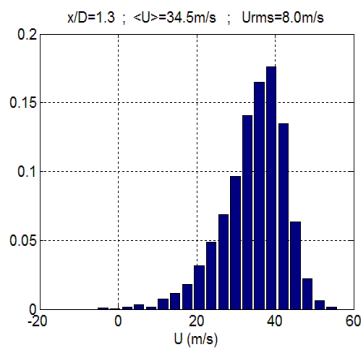


FIG. 5.28 – pdf de vitesse longitudinale  $U$  pour  $H/D = 0.3$ .

FIG. 5.29 – pdf de vitesse longitudinale  $U$  pour  $H/D = 0.4$ .

FIG. 5.30 – pdf de vitesse longitudinale  $U$  pour  $H/D = 0.5$ .

Lorsque l'on pénètre dans la zone de forte fluctuation de vitesse ( $x/D = 1.8$  sur la figure 5.19), la pdf devient bi-modale. On peut affirmer que l'on se situe dans une zone où le point de décollement fluctue puisque l'on est, soit dans une zone de forte convection (en amont du point de décollement), soit dans une zone d'écoulement de retour (en aval du point de décollement). On notera au passage que les niveaux de vitesse dans chaque région ne sont pas équivalents, ce qui sera exploité au chapitre 7. Plus en aval en  $x/D = 2.1$ , la pdf est dominée par un fort écoulement de retour. Au delà de cette zone, la pdf se symétrise autour de la vitesse de convection moyenne.

Pour la configuration  $H/D = 0.4$ , on voit sur la figure 5.29 qu'à l'approche de la zone d'interaction ( $x/D \sim 2.2$  sur la figure 5.27 (milieu)), la dissymétrisation autour de la vitesse moyenne se produit. En  $x/D = 1.6$ , la pdf de  $U$  est quasi-symétrique autour de la vitesse moyenne de convection des structures (figure 5.27 (milieu)). En  $x/D = 2.2$ , le caractère bi-modal de l'écoulement est retrouvé avec la coexistence d'états de forte convection avec des états d'écoulement de retour. Il faut cependant remarquer que le nombre de réalisations positives est bien plus important que les négatives ce qui traduit la diminution de l'influence du décollement par rapport à la configuration  $H/D = 0.3$ . Au delà, en  $x/D = 2.5$ , on retrouve l'existence d'un grand nombre d'états avec une vitesse  $U < 0$  mais l'amplitude très importante des réalisations positives (forte convection proche de la paroi) implique une vitesse moyenne positive ( $U(x/D = 2.5, y/D = 0) = 3.3m/s$ ). Lorsque  $x/D$  augmente, on retrouve une symétrisation de la pdf autour de la vitesse moyenne.

Pour la configuration  $H/D = 0.5$ , on voit sur la figure 5.30 qu'à l'approche de la zone d'interaction ( $x/D \sim 2.3$  sur la figure 5.27 (bas)), la dissymétrisation autour de la vitesse moyenne se produit de nouveau. En  $x/D = 2.2$ , le caractère bi-modal de l'écoulement est retrouvé avec la coexistence d'états de forte convection avec des états de vitesse faiblement positive. La différence avec les configurations précédentes est très importante. On sait en effet que dans cette zone de transition, on retrouve progressivement le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire. Dans ce cas, les vitesses faibles positives seraient associées à certaines phases du lâcher tandis que les fortes vitesses seraient associées à d'autres phases (accélération de l'écoulement externe). On retrouve un comportement de sillage. Plus en aval ( $x/D = 2.8$  ou  $3.5$ ), on retrouve la symétrisation de la pdf autour de la vitesse de convection moyenne.

## 5.2 Lien à la mesure de pression pariétale

### 5.2.1 Evolutions longitudinale et transversale de la pression moyenne

Comme on a pu le voir sur les champs de vitesse  $PIV$  dans le plan de symétrie, la présence du disque dans l'écoulement induit de fortes variations de vitesse. Au sein du sillage du disque, on a observé des fluctuations de vitesse associées à une large gamme de structures turbulentes, tandis que sous le sillage du disque, on a une accélération de l'écoulement par rapport à l'écoulement amont. Cette accélération se traduit par une diminution de la pression observée sur la figure 5.13. On observe notamment que plus on approche le disque de la paroi, plus le niveau de pression à la paroi diminue. On sait que pour une hauteur de disque donnée, le déplacement du sillage est piloté par le lâcher tourbillonnaire. Le niveau de l'accélération et le profil longitudinal de pression sont donc certainement modulés par la présence de structures cohérentes dans la région inférieure du sillage.

Pour les trois hauteurs  $H/D$ , les évolutions transversales de  $C_p$  de la figure 5.31 sont cohérentes avec les évolutions longitudinales de  $C_p$ . On observe un minimum de  $C_p$  sur l'axe  $y/D = 0$  jusqu'à la fin de la bulle de recirculation moyenne ( $x/D < 2.5$ ) pour les configurations sans décollement aval ( $H/D = 1.75$  et  $H/D = 0.75$ ). Pour  $H/D = 0.3$ , on retrouve le minimum de pression moyenne jusqu'à approximativement  $x/D \sim 2.7$ , puis on observe un maximum de  $C_p$  sur l'axe. Ceci correspond à l'augmentation de pression associée au recollement de la couche cisailée supérieure.

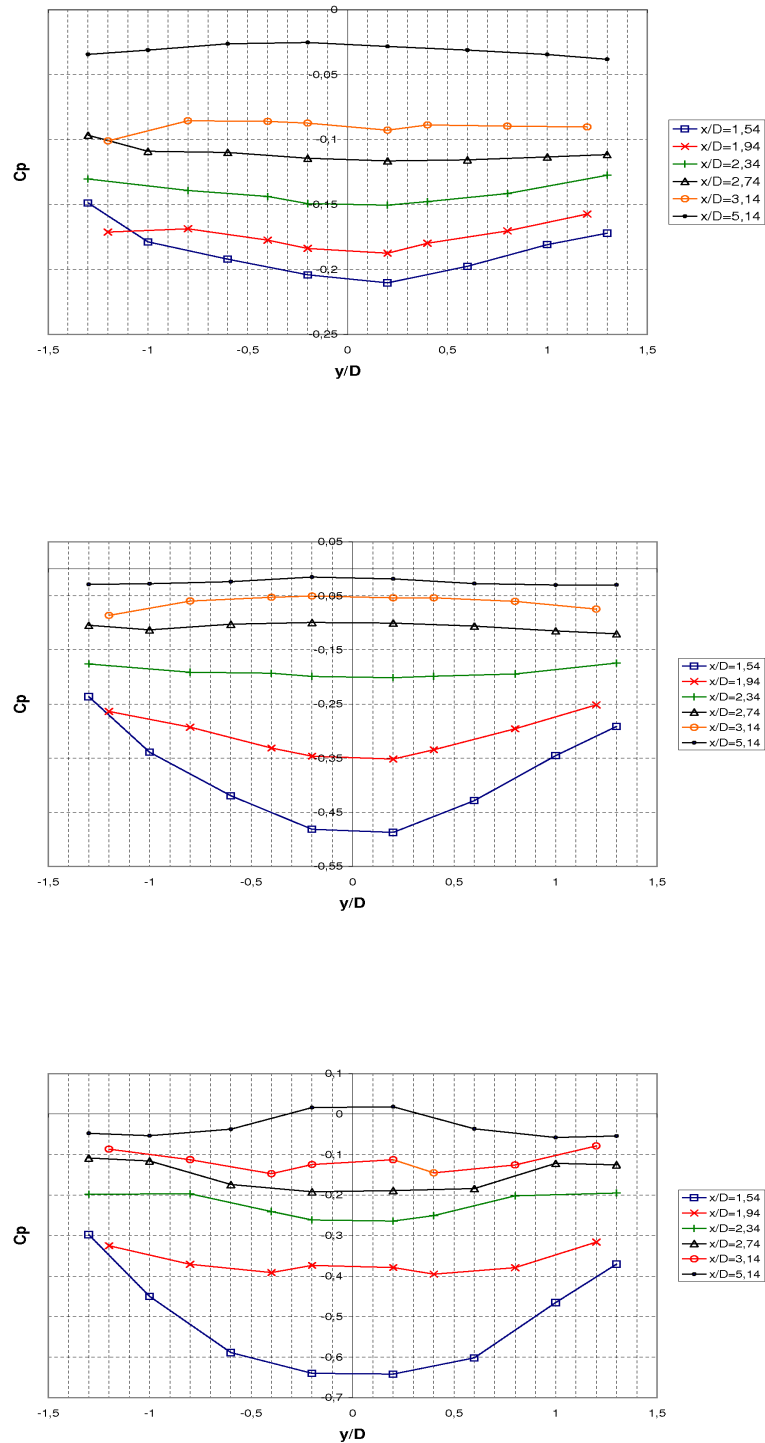


FIG. 5.31 – Répartition de la pression moyenne sur les lignes transversales pour les trois hauteurs  $H/D$  : (a)  $H/D = 1,75$ ; (b)  $H/D = 0,75$ ; (c)  $H/D = 0,3$

### 5.2.2 Evolution longitudinale et transversale de la pression fluctuante

#### Définition

Les modifications du champ de vitesse observées dans le paragraphe précédent ont un impact très important sur les fluctuations de pression mesurées à la paroi.

On rappelle l'expression du coefficient de pression fluctuante à la paroi  $Cp'$  :

$$Cp' = \frac{\sqrt{\langle p^2 \rangle}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$$

Le  $Cp'$  intègre les contributions de toutes les fréquences caractéristiques de l'écoulement comprises dans la gamme d'utilisation des capteurs ( $[0Hz - 1,6kHz]$  pour les capteurs différentiels ;  $[100Hz - 5kHz]$  pour les électrets).

#### Influence du pied du disque

Pour permettre une bonne compréhension des différentes interactions, il est important de quantifier l'influence du pied du disque pour chacune des configurations. Des mesures utilisant des microphones déportés de type « électret » de gamme  $[100Hz; 5kHz]$  ont montré que les fluctuations induites par le sillage sont prépondérantes au-delà de  $x/D = 1$  par rapport à celles induites par le pied du disque. On rappelle notamment que le nombre de Strouhal du pied cylindrique est  $St = 0.2$  ce qui implique qu'à un nombre de Reynolds  $Re = 130000$ , les structures cohérentes du sillage du pied se situent autour de  $2kHz$ . Cette fréquence est éloignée des fréquences caractéristiques du sillage du disque. Le détail de cette analyse est donné en annexe C.

#### Analyse des $Cp'$

Les évolutions longitudinale et transversale de  $Cp'$  (figures 5.32 et 5.33) montrent une profonde influence de la position du disque par rapport à la paroi. Lorsque le disque est en position « haute » ( $H/D = 1.75$ ), les niveaux de fluctuation de pression sont beaucoup plus faibles. L'augmentation du niveau de fluctuation pour  $x/D < 1$  est due aux instabilités du sillage du pied du disque.

Pour la position de disque intermédiaire ( $H/D = 0.75$ ), un maximum de  $Cp'$  est détecté sur l'évolution longitudinale. La position de ce maximum correspond au point où les fluctuations de vitesse augmentent brusquement dans le plan rasant ( $x_I$  sur la figure 5.9). On peut penser que les structures instationnaires du sillage proche, et la turbulence portée par le sillage, interagissent fortement avec la paroi à partir de cette position puis sont transportées en aval par l'écoulement moyen. Sur l'évolution transverse de  $Cp'$  de la figure 5.33, le coefficient de pression fluctuante diminue lorsqu'on s'écarte de la ligne axiale. Le niveau de l'interaction sillage/paroi est maximum en  $y/D = 0$  et diminue lorsque  $y/D$  augmente.

Dans le cas de l'interaction massive ( $H/D = 0.3$ ), deux maximums sont détectés sur l'évolution longitudinale du  $Cp'$ . Le premier est très marqué ( $Cp' \sim 0.17$ ) et sa position correspond à celle du maximum de fluctuation de vitesse dans le plan rasant (figure 5.19) légèrement en amont de  $S_1$ . Le second est détecté dans la zone de recollement du sillage, légèrement en aval du point de stagnation  $S_2$ . La diminution du  $Cp'$  est quasi-symétrique de part et d'autre du second maximum. Ainsi on peut définir un minimum local en  $x/D \sim 2.5$  entre  $S_1$  et  $S_2$ . L'évolution transverse du  $Cp'$  de la figure 5.33 dans cette configuration est très remarquable car deux maximums peuvent être très précisément associés à la position transverse des séparatrices moyennes connectées à  $S_1$  ( $y/D \sim \pm 0.6$  en  $x/D = 2.74$ , voir figure 5.18). Les branches connectées au point de décollement  $S_1$  sont donc des régions de fortes fluctuations de vitesse et de pression.



L'interaction massive observée pour le disque placé proche de la paroi est responsable d'une répartition de pression fluctuante pariétale complexe qui semble cohérente en comparaison des mesures de vitesse dans le plan rasant (figure 5.19).

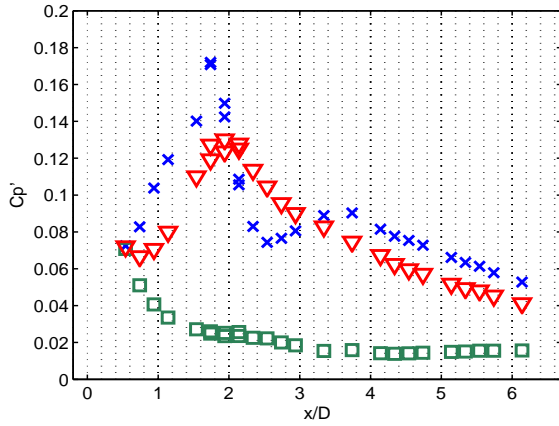


FIG. 5.32 – Répartition du coefficient de pression fluctuante sur la ligne axiale  $y/D=0$  :  $\square$   $H/D=1.75$  ;  $\nabla$   $H/D=0.75$  ;  $\times$   $H/D=0.3$

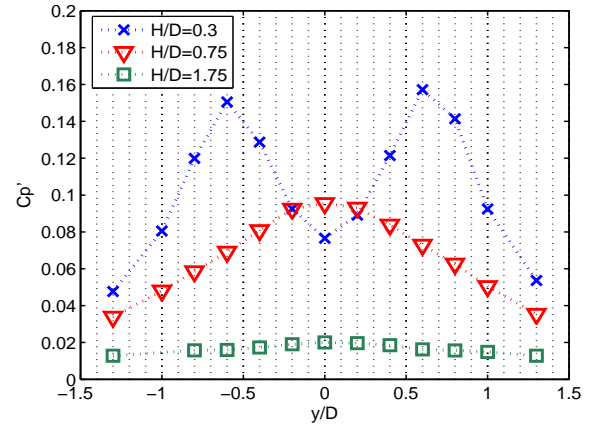


FIG. 5.33 – Répartition du coefficient de pression fluctuante sur la ligne transversale  $x/D=2.74$  :  $\square$   $H/D=1.75$  ;  $\nabla$   $H/D=0.75$  ;  $\times$   $H/D=0.3$

### 5.2.3 Structures d'écoulement mises en jeu - Contenu fréquentiel des signaux de pression

#### 5.2.3.1 Disque en position « haute » ( $H/D = 1.75$ )

Une représentation spécifique en contour est utilisée pour présenter les évolutions longitudinale et transversale des Densités Spectrales de Puissance ( $DSP$  sur les figures 5.34 et 5.35). L'axe des abscisses est associé au paramètre spatial ( $x/D$  pour l'évolution longitudinale et  $y/D$  pour l'évolution transversale). L'axe des ordonnées correspond à une représentation logarithmique des fréquences et les niveaux sont en  $f \times DSP$ .

L'observation des évolutions longitudinale et transversale des  $DSP$  met en évidence l'apparition d'un pic principal à  $f = 105\text{Hz}$  ( $St_D = f \cdot D / U_\infty = 0.131$ ) associé au lâcher tourbillonnaire du sillage du disque. La position exacte du pic est détectée sur la  $DSP$  et non sur la  $f \times DSP$ . La représentation en  $f \times DSP$  est utile pour analyser les contributions en énergie du signal de pression dans une représentation semi-log. Le pic est proche de l'instabilité hélicoïdale présente dans le sillage d'un disque placé en écoulement libre ( $St_2 = 0.135$ , Berger *et al* 1990 [10]). L'influence du pied du disque pour  $x/D < 2$  doit être soulignée pour cette position de disque. On observe en effet des niveaux de  $f \times DSP$  importants pour les hautes fréquences. L'analyse de l'influence du pied du disque pour les différentes valeurs de  $H/D$  est présentée en annexe C.

L'analyse des champs de vitesse statistiques et instantanés nous a permis de montrer que les instabilités du sillage ne viennent pas en interaction directe avec la paroi. La détection en paroi de l'instabilité de battement du sillage met en évidence le caractère potentiel de l'interaction. La vitesse de l'écoulement sous le disque est modulée par la présence de structures tourbillonnaires dans la couche cisailée inférieure.

Une analyse spatio-temporelle des signaux de pression en deux points de la ligne axiale ( $x_A/D = 1,74$  et  $x_B/D = 2,14$ ) permet de calculer la vitesse de transport des perturbations sur la plaque. On trace l'évolution de la phase  $\theta$  de l'interspectre calculé entre deux capteurs distante de  $\Delta X$  (figure 5.36).



Un modèle simple relie la pente de cette courbe à la vitesse de convection de l'écoulement (Hoarau *et al* 2006 [37]).

$$\frac{d\theta}{df} = 2\pi \frac{\Delta X}{U_C}$$

On trouve ainsi une vitesse de convection  $U_C \sim 37\text{m/s}$  proche de la vitesse de l'écoulement amont  $U_\infty = 40\text{m/s}$ .

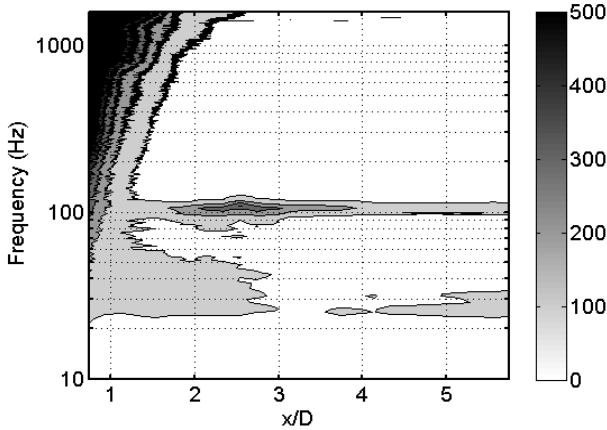


FIG. 5.34 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne axiale  $y/D=0$  pour  $H/D=1,75$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 100.

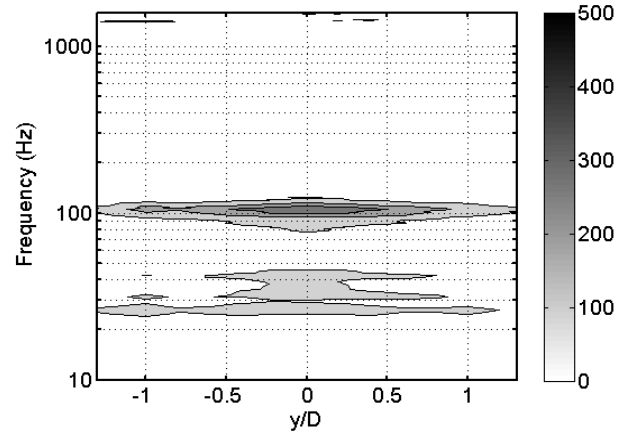


FIG. 5.35 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne transversale  $x/D=2.74$  pour  $H/D=1,75$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 100.

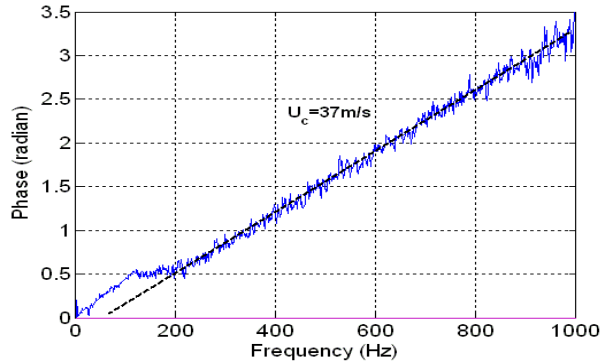


FIG. 5.36 – Evolution fréquentielle de la phase de l'interspectre calculée entre deux points situés sur la ligne axiale ( $x_A/D = 1,74$  et  $x_B/D = 2,14$ ) pour  $H/D = 1.75$

### 5.2.3.2 Disque en position « mi-haute » ( $H/D = 0.75$ )

Les tracés en contour des figures 5.37 et 5.38 représentent respectivement les évolutions longitudinales ( $y/D = 0$ ) et transversales ( $x/D = 2.74$ ) de la  $DSP$  pour  $H/D = 0.75$ . Contrairement au cas où le disque est « loin » de la paroi, une contribution large bande est due à la turbulence de sillage en interaction directe avec la paroi. Sur chacune des deux courbes, il faut cependant remarquer que la caractéristique principale du signal de pression est un pic fin à la fréquence  $f = 116\text{Hz}$  ( $St_D = 0.145$ ) correspondant au lâcher tourbillonnaire du sillage du disque. Ceci vient appuyer le fait que le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire est présent pour  $H/D = 0.75$ . On s'aperçoit aussi que

l'augmentation du niveau de l'interaction (augmentation du  $Cp'$  et du niveaux des  $DSP$ ) est accompagnée d'une légère augmentation de la fréquence de lâcher. On a vu dans l'analyse bibliographique que cette augmentation est aussi détectée pour des cylindres à base carrée placés à proximité d'une paroi (Staatman et Martinuzzi 2003 [74]). Elle serait due au rapprochement des deux couches cisailées sous l'effet de la paroi ce qui induirait une interaction plus rapide entre les structures émises.

Sur la figure 5.37, le pic sur la  $DSP$  ( $St_D = 0.145$ ) atteint son maximum à la position  $x/D \sim 2$ , qui correspond à la position longitudinale du maximum de  $Cp'$  (figure 5.32). En aval de cette région, le niveau du pic sur la  $DSP$  diminue, tout en restant dominant, alors que l'impact des fréquences plus élevées semble augmenter jusqu'à  $x/D = 3 - 3.5$ . L'évolution transverse de la  $DSP$  (figure 5.38) dans la zone d'interaction turbulente de sillage/paroi ( $x/D = 2.74$ ) montre une diminution de toutes les composantes du signal de pression fluctuant lorsque  $|y/D|$  augmente. Cette diminution est à l'origine de la baisse de niveau de  $Cp'$  lorsqu'on s'écarte de la ligne axiale (figure 5.33).

On peut ainsi penser que dans cette configuration, le processus de lâcher tourbillonnaire est resté proche de celui d'un disque placé en écoulement libre. Le battement d'ensemble du sillage, et le caractère aléatoire du plan de shedding devront notamment être retrouvés. L'analyse basée sur des données  $HS - PIV$  dans le plan de symétrie et des corrélations pression/vitesse sera menée au chapitre 6. Au cours du même chapitre on tentera de caractériser et de dissocier les différentes structures de l'écoulement.

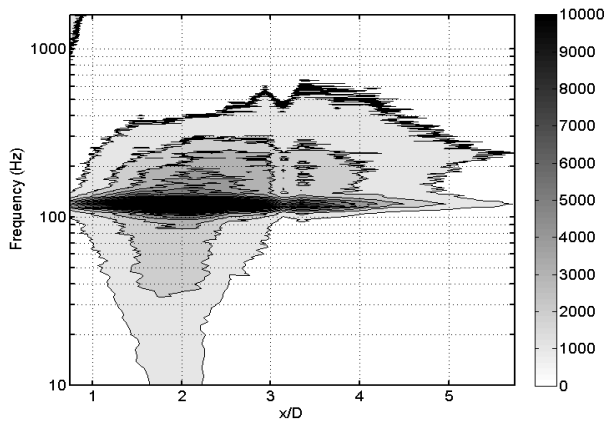


FIG. 5.37 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne axiale  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0,75$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 1000.

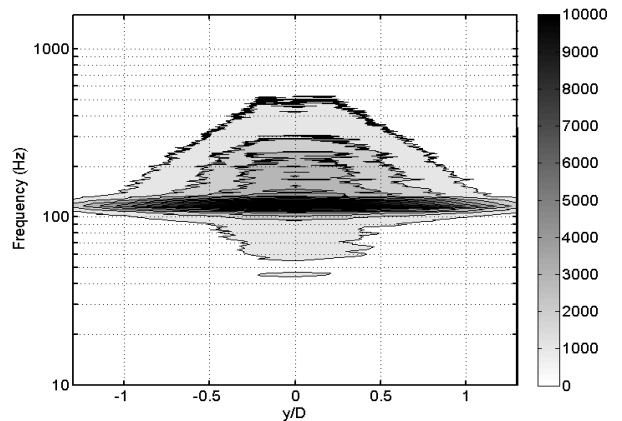


FIG. 5.38 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne transversale  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,75$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 1000.

### 5.2.3.3 Disque en position « basse » ( $H/D = 0.3$ )

Les tracés en contour des figures 5.39 et 5.40 montrent les évolutions longitudinales et transversales de la  $f \times DSP$  pour la position de disque « basse » ( $H/D = 0.3$ ). Comme attendu de par l'analyse aérodynamique, la signature fréquentielle est bien plus complexe mais révèle des caractéristiques intéressantes de cette configuration particulière.

Une première remarque est qu'une large gamme de fréquence contribue au niveau de  $Cp'$  (figures 5.32 et 5.33) quelle que soit la localisation sur la paroi, mis à part pour les positions les plus éloignées de la ligne axiale ( $|y/D| = 1.3$  figure 5.40). Ces positions sont en dehors de la zone d'influence des branches du décollement (figure 5.19) et la  $DSP$  révèle un pic fin à  $f = 121.25 Hz$  ( $St_D = 0.152$ ). Ces différentes contributions nous permettent de dire que la région de décollement ainsi que la région de

recollement du sillage sont des zones fortement instationnaires.

Une seconde remarque est qu'un pic à  $f \sim 27Hz$  (figure 5.39) émerge clairement en amont de  $S_1$  ( $x/D \sim 1.8$ , figure 5.19) et contribue fortement au maximum de  $Cp'$  à cette position (figure 5.32). On voit que l'instabilité à  $27Hz$  disparaît de façon abrupte en aval de  $S_1$  alors que l'évolution transversale de la  $DSP$  montre qu'elle réapparaît faiblement dans les branches du décollement tri-dimensionnel ( $y/D \sim 0.6$ ). Cette disparition brusque de la composante à  $27Hz$  est similaire à la variation brusque de fluctuation de vitesse au travers de  $S_1$ . L'interprétation d'une telle instabilité sur le signal de pression est la signature de l'instationnarité basse fréquence du point de décollement dans la région proche de  $S_1$ .

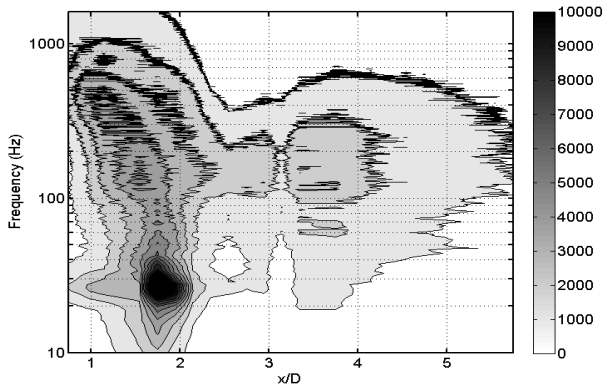


FIG. 5.39 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne axiale  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0,3$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 1000.

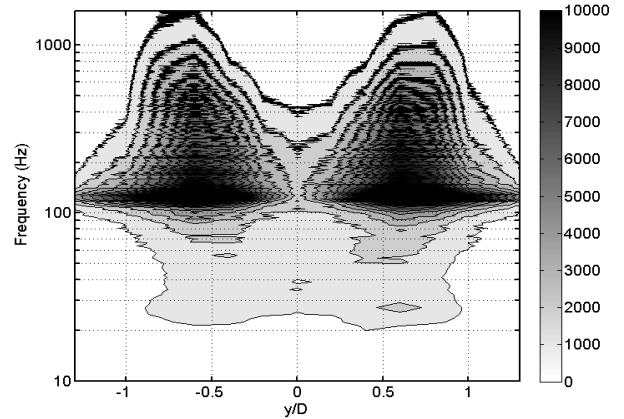


FIG. 5.40 – Evolution des  $f \times DSP$  sur la ligne transversale  $x/D=2.74$  pour  $H/D=0,3$ . Deux lignes consécutives sont séparées d'un niveau de  $f \times DSP$  de 1000.

Une troisième remarque concerne la contribution large bande du signal de pression dans la zone de recollement du sillage, et l'absence totale de pic associé au lâcher tourbillonnaire sur les données de pression de la ligne axiale (figure 5.39 et 5.40). Cela signifie que le battement vertical du sillage associé au lâcher tourbillonnaire a été supprimé en approchant le disque en  $H/D = 0.3$ .

L'étude bibliographique a montré que de telles observations ont également été faites sur des cylindres « infinis » parallèles et à proximité de la paroi (Lei *et al* 1999 [50]; Martinuzzi *et al* 2003 [54]). Pour les cylindres à base carrée, plus proches de notre configuration du fait que les arêtes de la face avant fixent le décollement, le battement vertical du sillage est supprimé lorsque la distance cylindre/paroi est inférieure à  $0.35D$  ( $D$  côté du carré). Cette conclusion semble aussi valide pour un obstacle tridimensionnel si on regarde dans le plan de symétrie. Selon Bailey *et al* 2002 [7], la différence d'intensité des couches cisillées inférieures et supérieures s'amplifie en approchant le cylindre de la paroi. Le découplage des deux zones cisillées serait à l'origine de la disparition du processus de lâcher tourbillonnaire. Par ailleurs, Grass *et al* 1984 [33] ou Duraó *et al* 1991 [26] attribuent la disparition du processus de lâcher tourbillonnaire à la destruction des structures tourbillonnaires de la couche cisillée inférieure par l'entraînement des structures de la couche limite turbulente.

Pour le disque en  $H/D = 0.3$ , la formation d'un décollement en paroi associé à une éjection de vorticité de la paroi est donc une information cruciale. On peut penser que cette éjection de fluide est la cause principale de la destruction de la vorticité de la couche cisillée inférieure et donc de la suppression du lâcher tourbillonnaire.

L'axisymétrie moyenne de l'écoulement de sillage d'un disque en écoulement libre est bien évidemment détruite pour le disque en position « basse ». La situation étudiée ici est pleinement tridimensionnelle. Sur la figure 5.40, on voit qu'en dehors de la ligne axiale  $y/D = 0$ , un pic réapparaît dans le signal de pression en paroi. La fréquence correspondante ( $St_D = 0.152$ ) est légèrement supérieure à la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire pour un disque en écoulement libre. Cela signifie qu'un battement transversal de la structure instationnaire existe et est associé à un lâcher tourbillonnaire du sillage dans un plan quasi-parallèle à la paroi.

Sur la figure 5.40, on voit qu'une large gamme d'échelles contribue au maximum de  $Cp'$  en  $|y/D| = 0.6$  (figure 5.33), ce qui veut dire que les branches du décollement ne fluctuent pas seulement à la fréquence du battement, mais aussi que des instabilités turbulentes provenant de la couche limite amont et du recollement du sillage sont absorbées.

Au contraire, le pic sur la  $DSP$  est plus marqué et plus fin pour  $|y/D| > 0.6$  (en dehors de l'influence des branches, voir figure 5.19) car le battement transversal est la contribution principale de l'aérodynamique instationnaire dans cette région. L'intégration de la  $DSP$  dans le domaine fréquentiel  $[100Hz; 130Hz]$  nous permet de définir un nouveau coefficient de pression fluctuante  $Cp'_s$  associé au lâcher tourbillonnaire. En observant l'évolution transversale du  $Cp'_s$  (figure 5.41) pour les trois positions de disque, on voit qu'en  $y/D = 1$ , le niveau de battement du sillage est plus important pour  $H/D = 0.3$  ( $Cp'_s = 0.045$ ) que pour  $H/D = 0.75$  ( $Cp'_s = 0.03$ ). On comprend ainsi que la distance disque/paroi joue sur l'étendue transversale de l'empreinte pariétale du sillage du disque. Lorsque l'on rapproche le disque, le battement transversal associé au lâcher tourbillonnaire est amplifié.

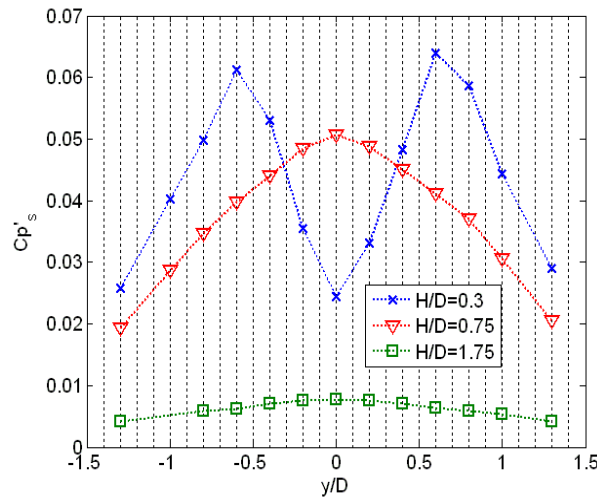


FIG. 5.41 – Evolution transverse en  $x/D = 2.74$  du coefficient de pression fluctuante associé au lâcher tourbillonnaire. Intégration de la  $DSP$  entre  $100Hz$  et  $130Hz$ .

Une analyse plus complète utilisant des données  $HS - PIV$  dans le plan de symétrie ainsi que des corrélations pression/vitesse sera développée au chapitre 7 pour analyser précisément les modifications des caractéristiques du sillage dans cette configuration.

Le changement de régime de battement entre l'interaction « forte » ( $H/D = 0.75$ ) et l'interaction « massive » ( $H/D = 0.3$ ) s'effectue de manière progressive. Il existe un certain nombre d'états intermédiaires présentant une intermittence plus ou moins importante du décollement instationnaire. La partie suivante a pour but de définir une hauteur de disque critique  $H_c$  qui délimite les deux types d'interaction.

### 5.3 Transition complexe autour de $H_c/D$ critique

Pour l'interaction d'un cylindre à base carrée avec une paroi, dont l'interaction est proche de celle du disque, la définition du  $H_c/D$  critique est difficile car la transition liée à la disparition du lâcher tourbillonnaire est complexe. Pour  $0.3 < H/D < 0.6$ , la couche cisailée inférieure recolle de manière intermittente sur la face inférieure du cylindre, ce qui induit un lâcher tourbillonnaire intermittent. Pour  $H/D < 0.3$ , aucune fluctuation périodique n'est détectée. La hauteur critique est comprise entre 0.3 et 0.35. De la même façon, la détermination de la position critique n'est pas évidente pour l'interaction sillage disque/paroi. Lorsque le disque est proche de la paroi, un critère simple peut être associé à la suppression du pic fin sur la  $DSP$  de pression, proche de la fréquence de lâcher tourbillonnaire pour les capteurs placés sur la ligne axiale.

La  $DSP$  des fluctuations de pression en  $(x/D; y/D) = (1.74; 0)$  est donnée figure 5.42 pour différentes valeurs de  $H/D$ . Cette position longitudinale est proche du pic de  $Cp'$  sur la ligne axiale pour  $0.3 \leq H/D \leq 0.75$ . On s'aperçoit que le pic associé à la fréquence de lâcher disparaît pour  $H/D = 0.35$ . Une hauteur critique  $H_c/D$  peut ainsi être définie et correspond approximativement à  $H_c/D = 0.35$ . La détermination de la valeur critique est en fait plus simple dans le cas du disque puisque le changement de régime est brusque. Ceci est dû au fait que la couche cisailée inférieure ne peut recoller sur une paroi comme sur la face inférieure du cylindre carré et générer un lâcher intermittent. Pour cette raison, la transition à  $H_c/D$  pour le disque semble se rapprocher d'avantage du cylindre circulaire. En examinant les réalisations instantanées du champ de vitesse dans le plan rasant pour des valeurs inférieures à la valeur critique, on note que le décollement tridimensionnel est présent sur presque l'ensemble des réalisations pour  $H/D = 0.3$ .

Au-dessus de  $H_c/D$ , le pic associé au lâcher tourbillonnaire est observé sur les statistiques de pression pariétale (figure 5.42). On doit cependant remarquer que le décollement tridimensionnel est observé sur certains instantanés des champs de vitesse pour  $H/D > H_c/D$ , ce qui met en évidence l'intermittence du décollement pour les positions de disque proche de la paroi, et supérieures à  $H_c/D$ .

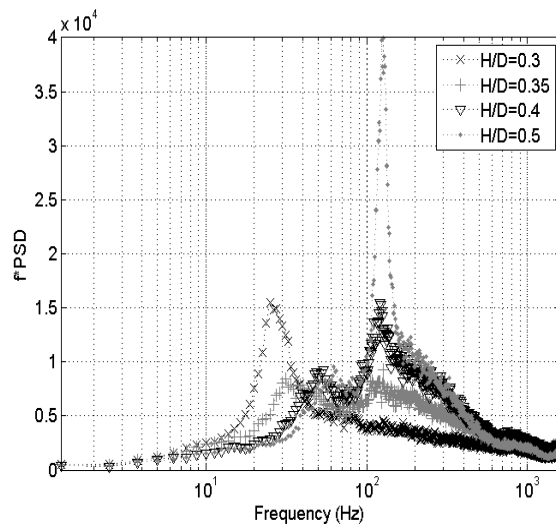


FIG. 5.42 – DSP du signal de pression fluctuante en  $(x/D; y/D) = (1.74; 0)$  pour  $0.3 \leq H/D \leq 0.75$

## 5.4 Synthèse

L'étude aérodynamique nous a permis de comprendre l'influence de la position du disque sur l'interaction sillage/paroi et de mettre en évidence trois interactions caractéristiques. Les résultats montrent une augmentation progressive de la complexité de l'écoulement et de l'interaction lorsque la distance  $H$  à la paroi diminue. Pour les grandes valeurs de  $H/D$  (1.75) l'interaction sillage/paroi est faible, le sillage du disque est faiblement affecté par la présence de la paroi, et les  $DSP$  de pression mettent en évidence un pic associé au lâcher tourbillonnaire ( $St = 0.131$ ). Pour des valeurs plus faibles de  $H/D$  (0.75), le niveau de fluctuation de pression associé au lâcher tourbillonnaire augmente significativement, et une contribution large bande associée aux structures du sillage et à la turbulence proche de la paroi apparaît. Une légère augmentation de la fréquence de lâcher est constatée. On parle d'interaction « forte ». En rapprochant de nouveau le disque de la paroi, l'interaction est plus complexe, avec un écoulement de proche paroi modifié, et l'apparition d'un décollement tri-dimensionnel instationnaire associé à une topologie spécifique ( $H/D = 0.3$ ). On parle d'interaction « massive ». La présence du décollement en paroi induit une grande modification de la signature en pression pariétale, notamment au niveau du point de décollement et dans les branches du décollement. Dans cette configuration, l'éjection de fluide au niveau du point col est le mécanisme qui pilote la génération de vorticité proche de la paroi vers le sillage du disque et les branches du décollement. Proche du point de stagnation  $S_1$ , de fortes fluctuations de pression sont associées à de fortes fluctuations de vitesse longitudinale, à la fréquence caractéristique  $f \sim 30Hz$ . Ces fluctuations doivent être associées à l'instationnarité du point de décollement. Le processus de lâcher tourbillonnaire est fortement modifié pour cette configuration et la suppression du battement vertical du sillage est observée tandis que le battement transversal est amplifié.

Cette analyse est très proche des interactions de sillage de cylindres « infinis » placés parallèlement à une paroi. Une décomposition similaire en fonction de  $H/D$  est présente dans la littérature. Pour  $H/D = 0.3$ , l'éjection de vorticité au niveau du point de décollement semble être le mécanisme pilote pour la destruction de la vorticité de la couche cisailée inférieure et la disparition du lâcher tourbillonnaire.

La transition entre les interactions « fortes » et « massives » s'effectue par une disparition progressive du battement vertical du sillage et une amplification du battement transversal associée à l'apparition du décollement tri-dimensionnel. On observe une augmentation de la fréquence de lâcher avec le rapprochement du disque, ce qui est aussi observé dans le cas des cylindres « infinis ». L'hypothèse d'un rapprochement des deux zones cisailées du fait de la présence de la paroi, entraînerait une interaction plus rapide pour les deux tourbillons opposés et donc une fréquence plus élevée. Contrairement au cas des cylindres à base carrée, la définition de la valeur critique  $H_c/D$  est plus facile à estimer car la disparition du lâcher tourbillonnaire est brusque. Une intermittence existe cependant sur l'apparition du décollement tridimensionnel en aval du disque. La valeur critique  $H_c/D = 0.35$  semble être la valeur juste pour le cas de l'interaction sillage disque/paroi. De part et d'autre de  $H_c/D$ , on étudie l'interaction « forte » au travers de la hauteur  $H/D = 0.75$  et l'interaction « massive » au travers de la hauteur  $H/D = 0.3$ . Les chapitres 6 et 7 sont dédiés à l'application de techniques d'analyse pour permettre une compréhension approfondie des deux types d'interactions.

On s'est ensuite interrogé sur la modification des caractéristiques principales des différentes interactions vis à vis d'une perturbation amont de type zone décollée. Un ensemble de données a été obtenu pour ces nouvelles configurations avec zone décollée pour  $H/D$  variant de 0.3    1.75. Les conclusions principales correspondent à une amplification globale des instabilités du sillage pour les trois types d'interaction. On montre aussi que plus l'interaction est intense, moins elle est affectée par la présence de la zone décollée. L'analyse complète de l'influence de la zone décollée amont est donnée en annexe E.



# Chapitre 6

## Analyse physique des interactions modérées à fortes : $H/D > H/D_{critique}$

Au cours du chapitre 5, on a dissocié les deux principaux types d'interaction du sillage avec la paroi de part et d'autre de la hauteur critique  $H_c/D$ . L'objet du présent chapitre est d'analyser les interactions modérées à fortes telles que  $H/D > H_c/D$ . On a vu pour la position de disque  $H/D = 0.75$ , caractéristique de ce type d'interaction, que le processus de lâcher tourbillonnaire semble faiblement affecté par la présence de la paroi. La contribution du lâcher tourbillonnaire associée à un pic fin sur la *DSP* de pression pariétale devient très importante et on voit apparaître une contribution large bande associée aux structures portées par le sillage qui viennent balayer la paroi.

Dans un premier temps, nous allons analyser de manière globale la structure du sillage pour  $H/D = 0.75$  à l'aide de corrélations vitesse/vitesse puis nous tenterons de mettre en évidence le lien pression/vitesse à l'aide des corrélations pression/vitesse. Nous appliquerons ensuite différentes méthodes d'estimation stochastique pour caractériser le lien pression/vitesse dans cette configuration spécifique. A partir de là, nous chercherons à identifier des structures de l'écoulement responsables de fluctuations de pression en paroi à l'aide de moyennes conditionnelles. Après avoir identifié ces structures, nous effectuerons un lien avec l'émission acoustique rayonnée en champ lointain.

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Analyse de l'interaction - Influence du lâcher tourbillonnaire . . . . .</b>	<b>111</b>
6.1.1	Analyse spécifique de la signature en pression . . . . .	111
6.1.2	Observation du comportement global du sillage dans le plan de symétrie . . . . .	112
6.1.3	Analyse dans un plan rasant . . . . .	115
6.1.4	Analyse des vitesses de convection - corrélations pression/pression en deux points	119
<b>6.2</b>	<b>Mise en évidence du lien pression/vitesse . . . . .</b>	<b>119</b>
6.2.1	Corrélations pression/vitesse analysées dans le plan de symétrie . . . . .	119
6.2.2	Analyse dans un plan rasant . . . . .	124
6.2.3	Conclusion . . . . .	126
<b>6.3</b>	<b>Comparaison des méthodes d'Estimation Stochastique (SE) . . . . .</b>	<b>126</b>
6.3.1	Rappel de la méthodologie . . . . .	126
6.3.2	Optimisation de la détection du lâcher tourbillonnaire - Prise en compte des propriétés spatio-temporelles du signal de pression . . . . .	127
6.3.3	Comparaison des résultats obtenus avec les différentes méthodes . . . . .	129
6.3.4	Spectres de vitesse reconstruite . . . . .	132
<b>6.4</b>	<b>Identification des structures d'écoulement corrélées à la pression . . . . .</b>	<b>135</b>
6.4.1	Séparation des différentes phases du lâcher tourbillonnaire . . . . .	135



---

6.4.2	Structures cohérentes du sillage - Moyennes de phase des champs de vitesse et de pression . . . . .	139
6.4.3	Caractérisation du lien entre structures de l'écoulement et la signature en pression	144
6.4.4	Identification de phases favorables à l'apparition du décollement . . . . .	147
6.4.5	Conclusion . . . . .	155
<b>6.5</b>	<b>Analyse du champ acoustique rayonné en champ lointain . . . . .</b>	<b>155</b>
6.5.1	Contexte et motivations . . . . .	155
6.5.2	Emergence du signal acoustique . . . . .	156
6.5.3	Analyse du lien entre les pressions acoustique et pariétale - Corrélation $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$ . . . . .	156
6.5.4	Identification des zones sources acoustiques de l'écoulement (corrélations $P_{acou}/vitesse$ )	160
6.5.5	Conclusion . . . . .	162
<b>6.6</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>163</b>

---

## 6.1 Analyse de l'interaction - Influence du lâcher tourbillonnaire

### 6.1.1 Analyse spécifique de la signature en pression

On a pu quantifier d'une manière simple la part des fluctuations de pression due au lâcher tourbillonnaire en intégrant la  $DSP$  sur une bande proche de la fréquence de lâcher ( $[100Hz; 130Hz]$ , figure 5.41). En  $(x/D; y/D) = (2.74; 0)$ , plus de 50% de l'énergie du signal de pression fluctuante est présente dans cette bande de fréquence. Une manière plus fine d'analyser le signal de pression en paroi est d'utiliser une décomposition  $POD$  du signal de pression qui permet d'en extraire les structures les plus énergétiques. L'analyse  $POD$  doit être réalisée sur l'ensemble des mesures de pression pour pouvoir reconstruire des valeurs consécutives du signal. On pourra alors non seulement faire une analyse de convergence du  $Cp'$  en fonction des modes  $POD$  mais aussi s'intéresser à la convergence de la  $DSP$ . On obtient le résultat suivant :

$$p(x_i, t) = \sum_{n=1}^N a_n(t) \Phi^n(x_i) \quad , \quad i \in 1..N$$

avec  $\Phi^n(x_i)$  obtenue après diagonalisation de la matrice de corrélation de dimension  $(N, N)$  et  $a_n(t)$  projection du signal de pression  $p(x_i, t)$  dans la base des  $\Phi^n(x_i)$ .

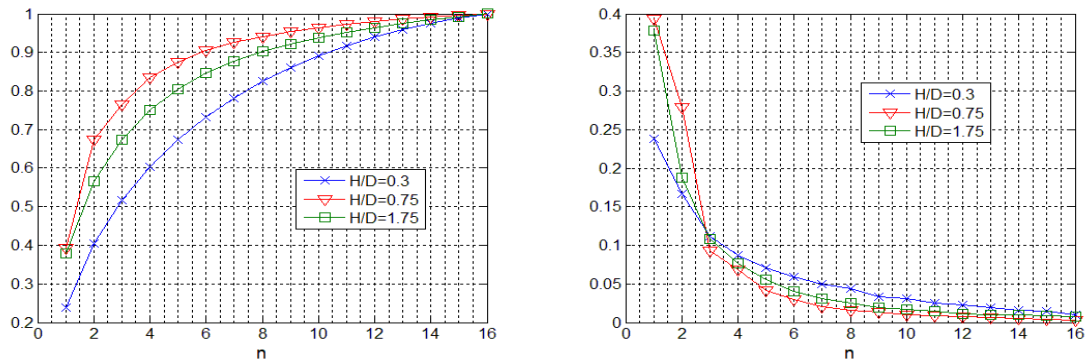


FIG. 6.1 – Convergence de  $\left(\sum_{k=1}^n \lambda_k / \sum_{k=1}^N \lambda_k\right)$  (gauche) et  $\left(\lambda_n / \sum_{k=1}^N \lambda_k\right)$  (droite) pour un signal 16 capteurs placés sur la ligne axiale

La figure 6.1 représente la convergence de la décomposition  $POD$  pour les différentes hauteurs caractéristiques. Le signal de pression est mesuré simultanément par 16 capteurs placés sur la ligne axiale ( $0.74 \leq x/D \leq 3.74$ ) qui correspond à la direction d'advection privilégiée de l'écoulement. Cette zone est suffisamment étendue afin de pouvoir capter les phénomènes importants dans les trois configurations de mesure (figure 5.2, 5.6 et 5.16). On sélectionne les capteurs de la ligne axiale pour le calcul  $POD$  car l'analyse des statistiques de vitesse et de pression nous a montré que le niveau d'interaction est beaucoup plus intense en  $y/D = 0$  pour la configuration  $H/D = 0.75$ . Etant donné que la  $POD$  effectue une décomposition du signal au sens de l'énergie, la sélection de ces capteurs est d'autant plus justifiée.

On s'aperçoit ainsi que la convergence plus ou moins rapide est liée à la complexité de l'écoulement. Plus l'écoulement est associé à des phénomènes énergétiques, plus la convergence en fonction des modes  $POD$  sera rapide. On note sur la figure 6.1 que la configuration  $H/D = 0.75$  est celle qui converge le plus rapidement. On sait notamment que dans ce cas le battement d'ensemble du sillage associé au processus de lâcher tourbillonnaire est fortement détecté sur le signal de pression.

Le signal de pression sur les différents capteurs peut être reconstruit en utilisant un nombre de modes  $POD$  plus ou moins grand. Cela permet d'analyser la convergence de  $Cp'$  (figure 6.2) et de

la  $DSP$  (figure 6.3) aux endroits clés de l'écoulement. Lorsque le signal de pression est reconstruit dans son intégralité (16 modes), on retrouve des statistiques strictement comparables à celles du signal initial (voir figures 5.32 et 5.37). La figure 6.2 montre une convergence du  $Cp'$  beaucoup plus rapide autour de  $x/D = 1.94$ . Dans cette zone, l'interaction du sillage avec la paroi est fortement dominée par le battement du sillage. En aval, on sait d'après le chapitre 5 que la contribution du battement diminue et qu'une large gamme d'échelles turbulentes portée par le sillage vient balayer la paroi ce qui implique une convergence beaucoup plus lente des  $Cp'$ . On retrouve logiquement une cohérence entre la convergence des  $Cp'$  et la convergence des  $DSP$  dans les zones  $x/D = 0.94$ ,  $x/D = 1.94$  et  $x/D = 2.74$  (figure 6.3). On retrouve une convergence très rapide de la  $DSP$  en  $x/D = 1.94$  et une convergence plus lente de la  $DSP$  dans les zones où le niveau du battement est plus faible ( $x/D = 0.94$  ou  $x/D = 2.74$ ). Il faut remarquer qu'à la fréquence du lâcher tourbillonnaire, la convergence est toujours très rapide.

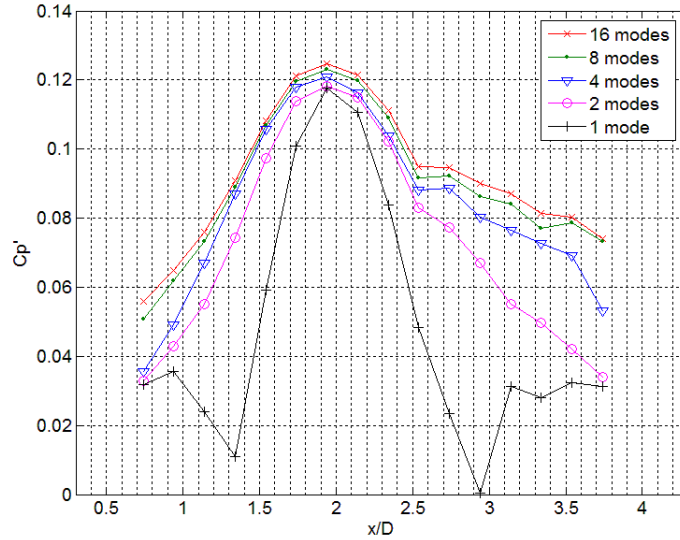


FIG. 6.2 – Convergence du  $Cp'$  en fonction du nombre de modes  $POD$  considérés pour  $H/D = 0.75$

### 6.1.2 Observation du comportement global du sillage dans le plan de symétrie

Des données  $HS-PIV$  ( $f_e = 2kHz$ ) dans le plan de symétrie ( $y/D = 0$ ) sont utilisées pour calculer les évolutions temporelles et verticales ( $x/D = 1.74$ ) des corrélations spatio-temporelles (figures 6.4 et 6.5). Le calcul des corrélations est décrit au chapitre 4, leurs expressions complètes sont données à nouveau ci-dessous :

$$R_{uu}(z_R/D, z/D, \tau) = \frac{\langle u(z_R/D, t) \cdot u(z/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(z_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(z/D, t) \rangle}}$$

$$R_{ww}(z_R/D, z/D, \tau) = \frac{\langle w(z_R/D, t) \cdot w(z/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle w^2(z_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle w^2(z/D, t) \rangle}}$$

Le point de référence pour le calcul des corrélations est ici  $(x_R/D, y_R/D, z_R/D) = (1.74, 0, 0.18)$ .  $x_R/D = 1.74$  est proche de la position longitudinale du maximum de  $Cp'$  (figure 5.32) et  $z_R/D = 0.18$  est la position verticale du maximum de vitesse longitudinale moyenne sous le disque à cette même abscisse (figure 5.6). Sur les figures les échelles ont été limitées à  $[+0.3; -0.3]$  afin de faire ressortir les niveaux de corrélation. Au point de référence  $z = z_R$  et pour un décalage temporel  $\tau = 0$ , on a bien une corrélation égale à 1. On doit aussi noter que le long de la ligne verticale  $x/D = 1.74$ , les positions des couches cisailées inférieure  $z_L/D$  et supérieure  $z_U/D$  basées sur le calcul de la valeur maximum de la vorticité transverse moyenne sont respectivement  $z_L/D \sim 0.5$  et  $z_U/D \sim 2.1$  (voir figure 5.6). Enfin, l'axe des abscisses correspondant au décalage temporel de la corrélation est adimensionné par le temps

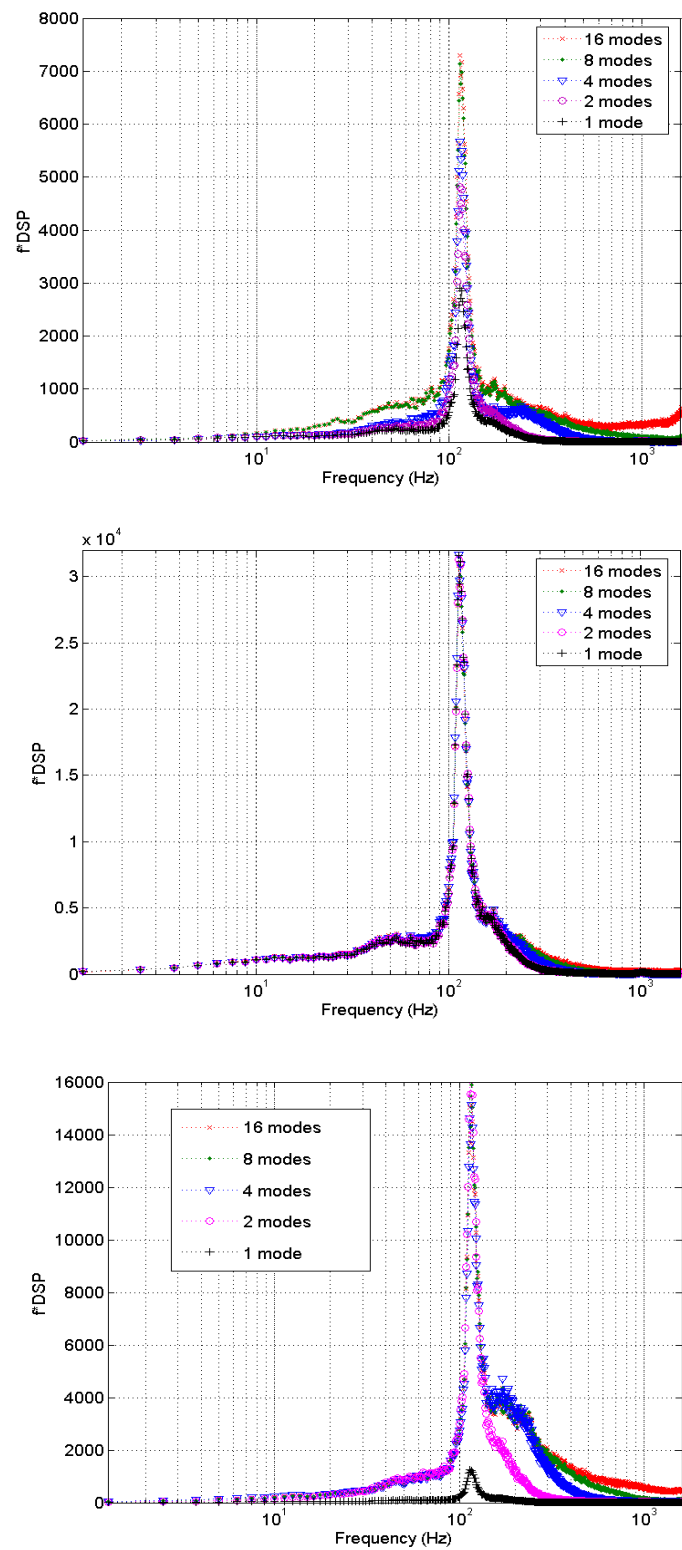


FIG. 6.3 – Convergence de la  $DSP$  en fonction du nombre de modes POD considérés pour  $H/D = 0.75$  : (haut)  $x/D = 0.94$  ; (milieu)  $x/D = 1.94$  ; (bas)  $x/D = 2.74$

caractéristique  $T_f$  du lâcher tourbillonnaire détecté sur le signal de pression pariétale. Dans le cas du disque en  $H/D = 0.75$ , on a  $T_f = 1/116.25$  qui correspond au phénomène dominant de l'écoulement.

Afin d'obtenir des informations plus quantitatives, on trace l'évolution temporelle des corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{ww}$  aux positions caractéristiques de l'écoulement :  $z_L/D$ ,  $z_U/D$  et  $z_R/D$  (figure 6.6 et 6.7).

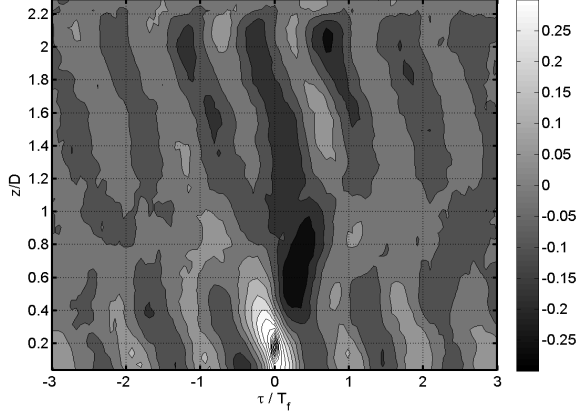


FIG. 6.4 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $z_R/D = 0.18$ )

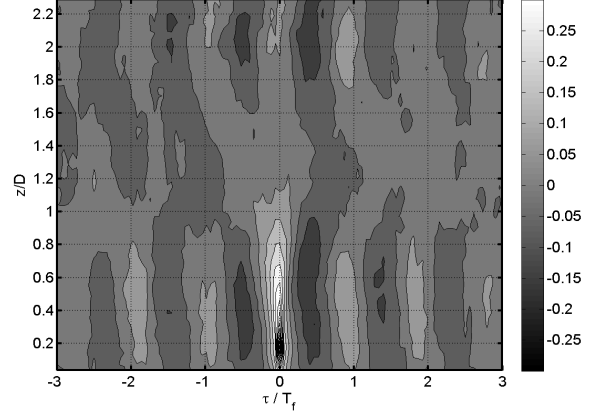


FIG. 6.5 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $z_R/D = 0.18$ )

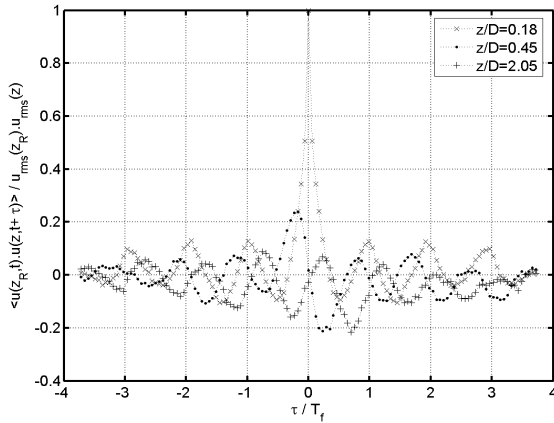


FIG. 6.6 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.75$ . ( $z_R/D = 0.18$ )

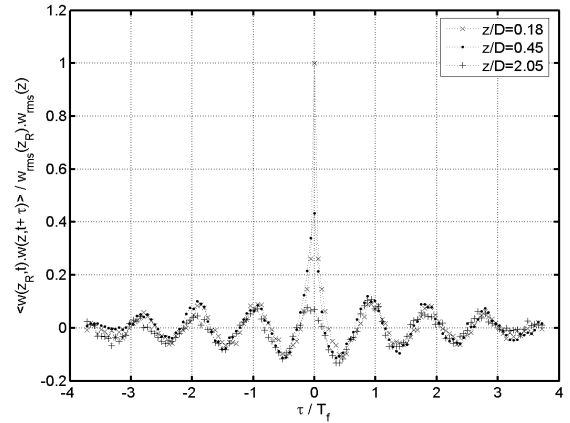


FIG. 6.7 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.75$ . ( $z_R/D = 0.18$ )

La périodicité observée sur la corrélation  $R_{ww}$  (figures 6.5 et 6.7) à une fréquence caractéristique très proche de celle détectée en paroi est la signature du processus de lâcher tourbillonnaire en aval du disque. La corrélation évolue à la même phase (signe identique) et même amplitude ( $R_{ww} \sim 0.1$ ) pour l'écoulement sous le disque ( $z_R/D$ ), dans la couche cisailée inférieure ( $z_L/D$ ) et dans la couche cisailée supérieure ( $z_U/D$ ). D'un autre côté, la corrélation  $R_{uu}$  (figures 6.4 et 6.6) montre une périodicité identique avec, pour un  $\tau/T_f$  donné, les couches cisailées inférieures et supérieures en anti-phase. Ce comportement de  $R_{uu}$  et  $R_{ww}$  est la signature attendue pour un battement cohérent du sillage.

La corrélation  $R_{uu}$  révèle un déphasage entre le sillage proche ( $z_L < z < z_U$ ) et l'écoulement sous le disque ( $z < z_L$ ) ainsi qu'une zone de corrélation négative dans la zone inférieure du sillage pour un décalage  $\tau/T_f$  positif. Cette zone est associée à la recirculation dans le bas du sillage ( $0.4 \leq z/D \leq 0.9$

sur la figure 5.6). Les particules fluides de la zone basse de la couche cisailée inférieure ( $u > 0$ ) sont en moyenne injectées dans la zone de recirculation ( $u < 0$ ) ce qui explique la corrélation négative avec un temps positif.

### Conservation de la structure du sillage en aval du bulbe de recirculation ( $x/D = 2.74$ )

On souhaite vérifier si la structure du sillage précédemment décrite est conservée en aval de la bulle de recirculation moyenne. Pour cela on trace (figures 6.8 et 6.9) les corrélations spatio-temporelles calculées sur la ligne verticale  $x/D = 2.74$ . Les caractéristiques de périodicité, de phase pour  $R_{ww}$  et d'anti-phase pour  $R_{uu}$  sont conservées en  $x/D = 2.74$ . On observe cependant des modifications dans les corrélations associées au fait qu'on se situe en dehors du bulbe de recirculation. Une homogénéisation de l'écoulement semble apparaître notamment sur la corrélation  $R_{ww}$  qui à un  $\tau$  donné est en phase quelle que soit la valeur de  $z/D$ . On peut penser que cette cohérence spatiale correspond à un mouvement d'ensemble cohérent à la fréquence du battement.

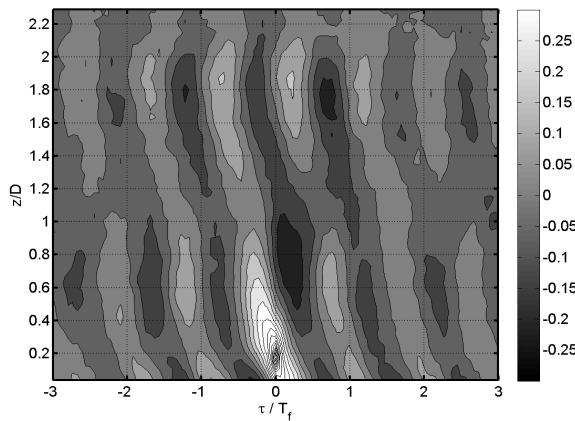


FIG. 6.8 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $z_R/D = 0,18$ )

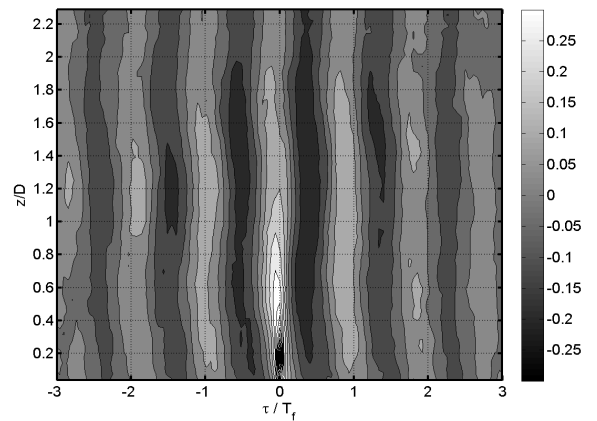


FIG. 6.9 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $z_R/D = 0,18$ )

### Conclusion

L'étude des corrélations dans le plan de symétrie nous a permis de mettre en évidence que les caractéristiques globales du sillage tel que le processus de lâcher tourbillonnaire est présent et semble peu affecté par la présence de la paroi. La fréquence dominante détectée dans le champ de vitesse se situe à  $St_2 = 0.145$  légèrement supérieure à la fréquence du lâcher tourbillonnaire pour un disque en écoulement libre. Malgré la difficulté apparente d'analyser un écoulement tri-dimensionnel à partir d'une mesure dans un plan, cette première observation nous confirme l'intérêt des mesures de vitesse dans le plan de symétrie. On peut penser que la tri-dimensionnalité de l'écoulement a pour conséquence de diminuer le niveau de corrélation vitesse/vitesse ( $\sim 0.1$ ) dans le plan de symétrie.

Pour l'obstacle tri-dimensionnel que représente le disque, on tente de confirmer ces affirmations en analysant les données  $HS - PIV$  dans le plan rasant correspondant.

#### 6.1.3 Analyse dans un plan rasant

En utilisant maintenant des données  $HS - PIV$  ( $f_e = 2kHz$ ) dans le plan rasant ( $z/D = 0.04$ ), on calcule les évolutions temporelles et transverses ( $x/D = 1.74$ ) des corrélations spatio-temporelles (figures 6.10 et 6.11). Leurs expressions complètes sont données ci-dessous :

$$R_{uu}(y_R/D, y/D, \tau) = \frac{\langle u(y_R/D, t) \cdot u(y/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(y_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(y/D, t) \rangle}}$$

$$R_{vv}(y_R/D, y/D, \tau) = \frac{\langle v(y_R/D, t) \cdot v(y/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle v^2(y_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle v^2(y/D, t) \rangle}}$$

Le point de référence pour le calcul des corrélations est  $(x_R/D, y_R/D, z_R/D) = (1.74, 0, 0.04)$ . La technique de représentation est identique à celle du plan de symétrie.

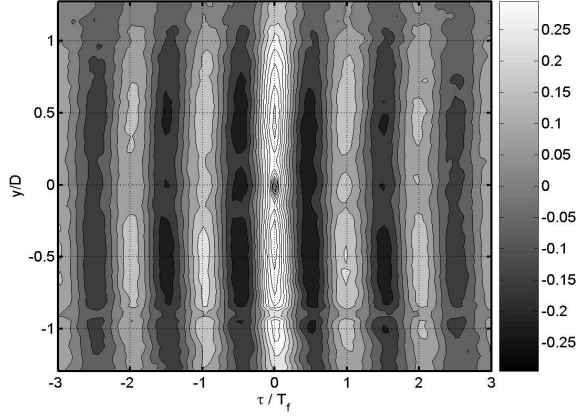


FIG. 6.10 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

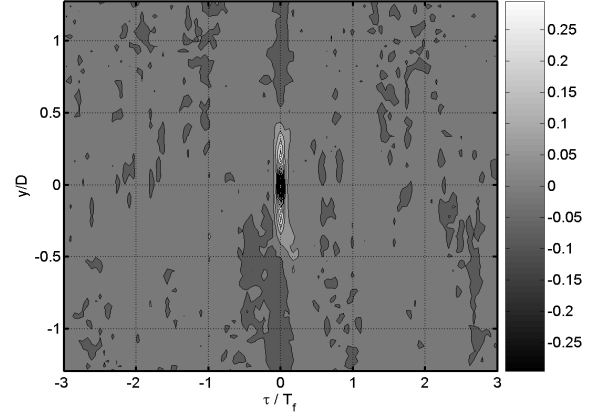


FIG. 6.11 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

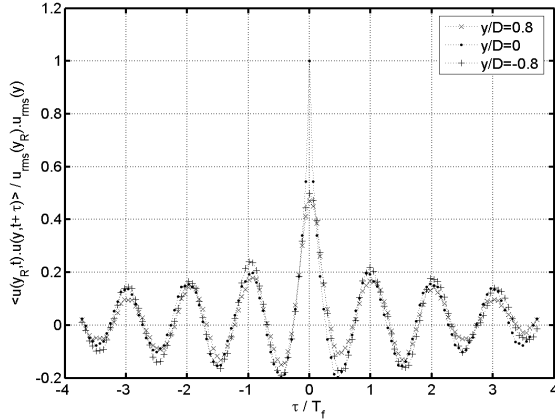


FIG. 6.12 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

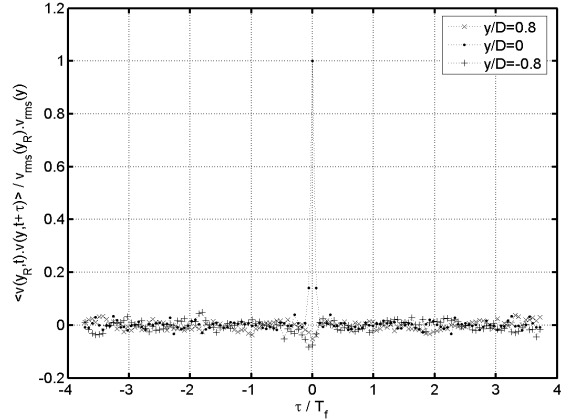


FIG. 6.13 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

La ligne transverse étudiée ici se situe à la même position longitudinale que la ligne verticale étudiée dans le plan de symétrie. L'empreinte spatiale et la périodicité du lâcher tourbillonnaire sont très marquées dans le plan rasant pour la corrélation  $R_{uu}$  (figure 6.10). Les fluctuations longitudinales de la vitesse sont corrélées et en phase le long de la ligne transverse  $x/D = 1.74$  dans le plan rasant. Le lâcher tourbillonnaire à  $St = 0.145$  induit une périodicité qui s'étend loin du sillage dans l'écoulement externe. On peut être surpris de l'étendue latérale de la corrélation mais toute variation dans la forme du sillage entraîne une modification de l'écoulement externe de nature potentielle. Dans notre cas d'étude, les variations de vitesse proche de la paroi sont ainsi corrélées au lâcher tourbillonnaire. Les

sur-vitesses longitudinales sont associées à certaines phases du lâcher tourbillonnaire tandis que les sous-vitesses sont associées à d'autres phases. L'analyse des moyennes de phase du champ de vitesse sera menée par la suite. On verra aussi comment ces variations de vitesse sont reliées aux fluctuations de pression en paroi.

L'évolution temporelle de la corrélation  $R_{uu}$  est donnée sur la figure 6.12 à différentes positions transverses. La cohérence spatiale est claire et on observe que le niveau de corrélation se situe à  $\pm 0.2$ . Ce niveau est deux fois plus élevé que celui obtenu dans le plan de symétrie. Pour cet écoulement tridimensionnel, on peut penser que la mesure dans le plan rasant permet de bien capter la dynamique de l'écoulement. On souligne ainsi l'importance de la topologie de proche paroi pour les écoulements tridimensionnels.

Contrairement à la corrélation  $R_{uu}$ , aucune périodicité n'est détectée sur la corrélation de composante fluctuante transverse  $R_{vv}$  (figures 6.11 et 6.13). En revanche, on observe une légère cohérence spatiale de la corrélation  $R_{vv}$  pour  $\tau = 0$  qui s'étend sur la largeur du sillage et change de signe en  $y/D \sim 0.5$  (caractéristique d'autant plus marquée pour  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.74$  figure 6.18). Cette cohérence spatiale doit être associée à un mouvement cohérent proche de la paroi que l'on va tenter d'expliquer :

À  $t$  donné, lorsque le sillage se rapproche de la paroi, il induit des modifications de vitesse transverse qui peuvent être analysées simplement à l'aide du schéma de la figure 6.14. Ce schéma représente de manière simple le sillage et les écoulements induits en  $x/D = 1.74$ . À cet instant  $t$ , le sillage étant centré en  $H$ , les fluctuations transverses de vitesse dans le plan rasant sont négatives pour  $y/D < y_H/D$  et positives pour  $y/D > y_H/D$ . Ces fluctuations de vitesse transverses associées à un mouvement cohérent sont notées  $\tilde{v}$ . Le sillage du disque se déplace dans toutes les directions du fait du lâcher tourbillonnaire et le point  $H$  de la figure 6.14 fluctue autour de  $y/D = 0$  dans l'intervalle  $[-(y_H/D)_{lim}; (y_H/D)_{lim}] \sim [-0.25; 0.25]$ . Dans cet intervalle, il ne peut y avoir de périodicité observée sur  $v$  puisque son évolution temporelle est aléatoire.

On explique ainsi les observations faites sur  $R_{vv}$  (figure 6.11) : pour  $-(y_H/D)_{lim} < y/D < (y_H/D)_{lim}$ , une réalisation du champ de vitesse possède une empreinte spatiale de vitesse transverse tandis qu'aucune cohérence n'est observée sur une succession de réalisations. On interprète ceci comme la signature du déplacement du sillage dans toutes les directions équivalent au caractère aléatoire du positionnement azimutal du plan de shedding pour le sillage du disque (Fuchs *et al* 1979 [29], Berger *et al* 1990 [10], Miao *et al* 1997 [56]).

Par ailleurs, au-delà de  $|(y_H/D)_{lim}|$ , les fluctuations de vitesse transverse  $v$  sont en moyenne du même signe. En plaçant la référence du calcul de corrélation dans cette zone  $((x_R/D, y_R/D, z_R/D) = (1.74, 0.8, 0.04))$  sur la figure 6.16), on retrouve la périodicité détectée au niveau du signal de pression avec des signes opposés de part et d'autre de  $y/D = 0$ .

### Evolution de l'interaction sillage/paroi en aval du bulbe de recirculation ( $x/D = 2.74$ )

À travers les mesures de vitesse dans le plan rasant, on tente de comprendre comment évolue l'interaction en aval de la bulle de recirculation moyenne. On choisit la ligne transverse  $x/D = 2.74$  et on place la référence de vitesse sur la ligne axiale. On s'aperçoit sur les figures 6.17 et 6.18 que la périodicité, les relations de phase et le caractère aléatoire du battement sont conservés en aval du sillage.

De nouveau, on ne retrouve pas de périodicité sur  $R_{vv}$  mais la cohérence spatiale s'est accentuée. On peut penser qu'en  $x/D = 2.74$  le sillage peut se rapprocher beaucoup plus de la paroi ce qui implique une interaction sillage/paroi plus directe et des vitesses induites  $\tilde{v}$  plus importantes.



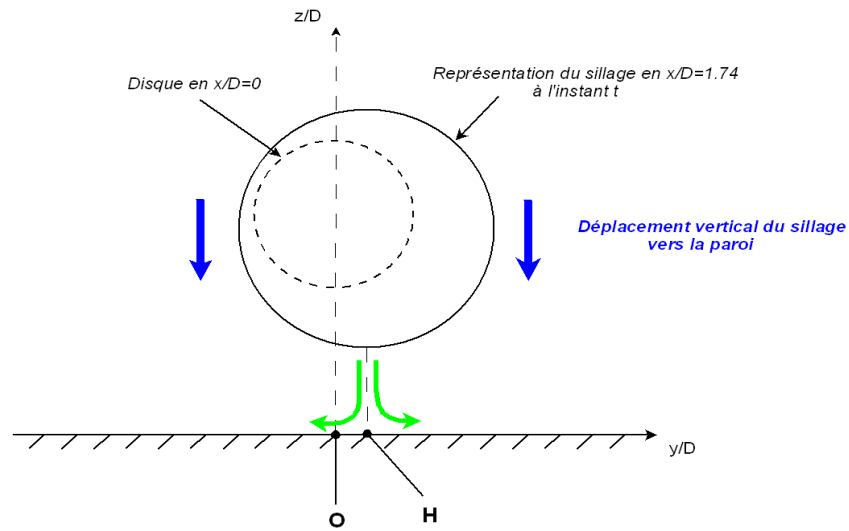


FIG. 6.14 – Représentation schématique de l'écoulement sous le disque à un instant quelconque pour  $H/D = 0.75$ . Plan normal à l'écoulement  $x/D = 1.74$ .

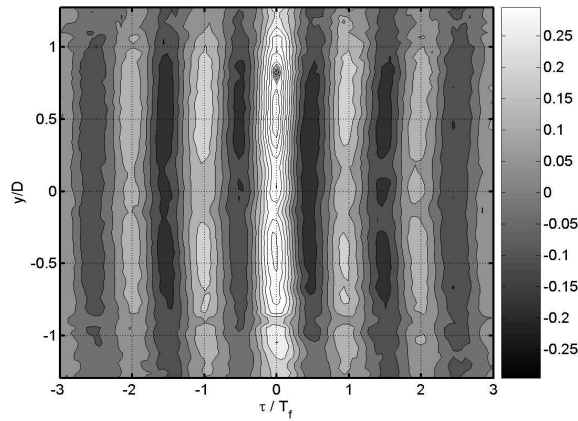


FIG. 6.15 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0.8$ )

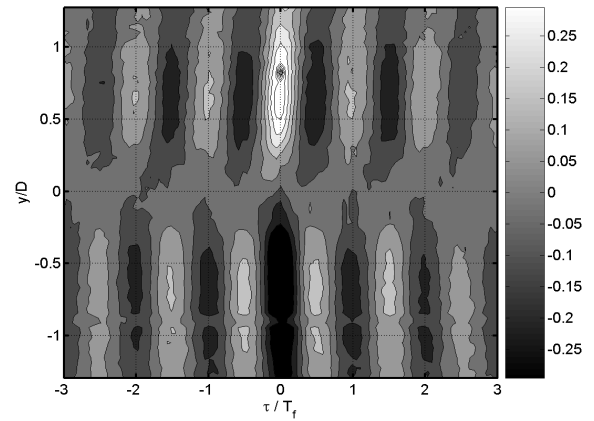


FIG. 6.16 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0.8$ )

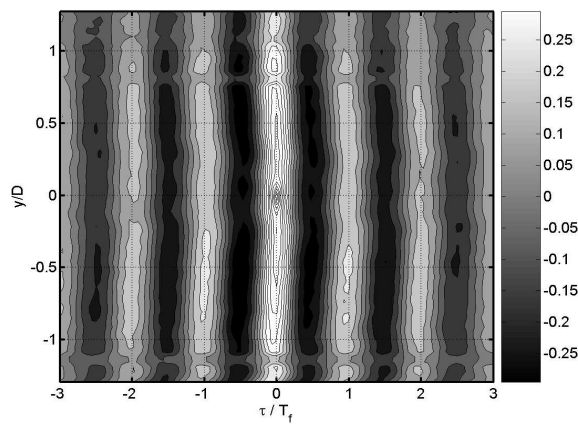


FIG. 6.17 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

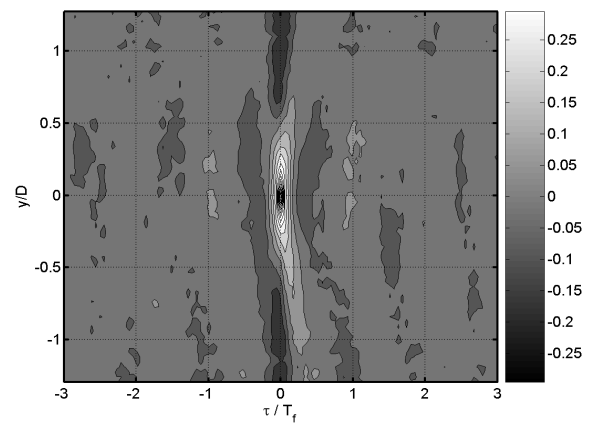


FIG. 6.18 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,75$ . ( $y_R/D = 0$ )

### 6.1.4 Analyse des vitesses de convection - corrélations pression/pression en deux points

On a vu au cours du chapitre 5 qu'il est possible de déterminer l'évolution des vitesses de convection dans l'écoulement en fonction de la fréquence des phénomènes étudiés. Pour cela, on s'intéresse à l'évolution fréquentielle de la phase de l'interspectre calculé entre deux capteurs de pression situés à une distance  $\Delta X$ . Cette analyse nous a permis de montrer dans le cas du disque en  $H/D = 1.75$ , qu'une seule vitesse de convection est détectée pour l'ensemble des fréquences et qu'elle est proche de la vitesse amont  $U_\infty$ .

La figure 6.19 montre l'évolution fréquentielle des modules et phases des interspectres calculés à différentes positions longitudinales pour la position de disque  $H/D = 0.75$ . L'interspectre en un point  $X$  est calculé en utilisant le signal de pression des deux capteurs situés à  $\pm 0.2D$  en amont et en aval de  $X$ . Les quatre points de calcul  $A, B, C$  et  $D$  sont sur la ligne axiale respectivement en  $x_A/D = 1.14$ ,  $x_B/D = 1.74$ ,  $x_C/D = 1.94$  et  $x_D/D = 3.54$ . Les cohérences entre les deux capteurs utilisés pour le calcul des interspectres sont tracées sur la figure 6.20.

On remarque tout d'abord à travers les interspectres et les cohérences, que pour toutes les positions longitudinales  $X$  sélectionnées, les deux capteurs détectent des signaux de pression similaires à la fréquence du lâcher tourbillonnaire ( $St = 0.145$ ). A  $St = 0.145$ , on observe en effet un pic très marqué sur l'interspectre et une cohérence proche de 1. Pour l'ensemble des autres fréquences comprises dans  $[0; 1.6kHz]$ , la cohérence est plus faible tout en gardant un niveau non négligeable. On peut par conséquent détecter la vitesse de convection des différentes structures de l'écoulement.

Une seconde observation est l'existence d'un plateau de phase à la fréquence du lâcher tourbillonnaire pour les positions longitudinales situées sous la bulle de recirculation moyenne ( $x/D < 2.5$  sur la figure 5.6). Ce plateau indique que les deux capteurs utilisés pour le calcul de l'interspectre mesurent des signaux en phase. Ceci met en évidence l'instabilité « absolue » du sillage du disque qui est caractéristique des écoulements de sillage de corps types *bluff body*. Il a en effet été montré pour ces corps que le processus de lâcher tourbillonnaire est fortement lié à l'existence d'un mécanisme d'instabilité « absolue » (Oertel 1990 [62]).

Au delà de  $f \sim 800Hz$ , on observe pour toutes les positions  $X$  une évolution linéaire de la phase qui est associée à une vitesse proche de la vitesse de convection des structures. Pour les positions  $X$  situées sous la bulle de recirculation moyenne, l'évolution de la phase en dessous de  $f \sim 800Hz$  est complexe et non-linéaire. Les structures tri-dimensionnelles de l'écoulement expliquent certainement ces non-linéarités.

## 6.2 Mise en évidence du lien pression/vitesse

### 6.2.1 Corrélations pression/vitesse analysées dans le plan de symétrie

Les corrélations pression/vitesse  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$  sont calculées de la manière suivante à partir des grandeurs de vitesse et pression fluctuantes :

$$R_{pu}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

$$R_{pw}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot w(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

(x et y ont été omis pour raisons de clarté)

La normalisation classique par  $u_{rms}$  et  $p_{rms}$  correspond à un adimensionnement par les grandeurs locales des fluctuations de vitesse et de pression. Il devient alors difficile de comparer le niveau de corrélation entre les différentes zones de l'écoulement. L'utilisation de ce type de normalisation est

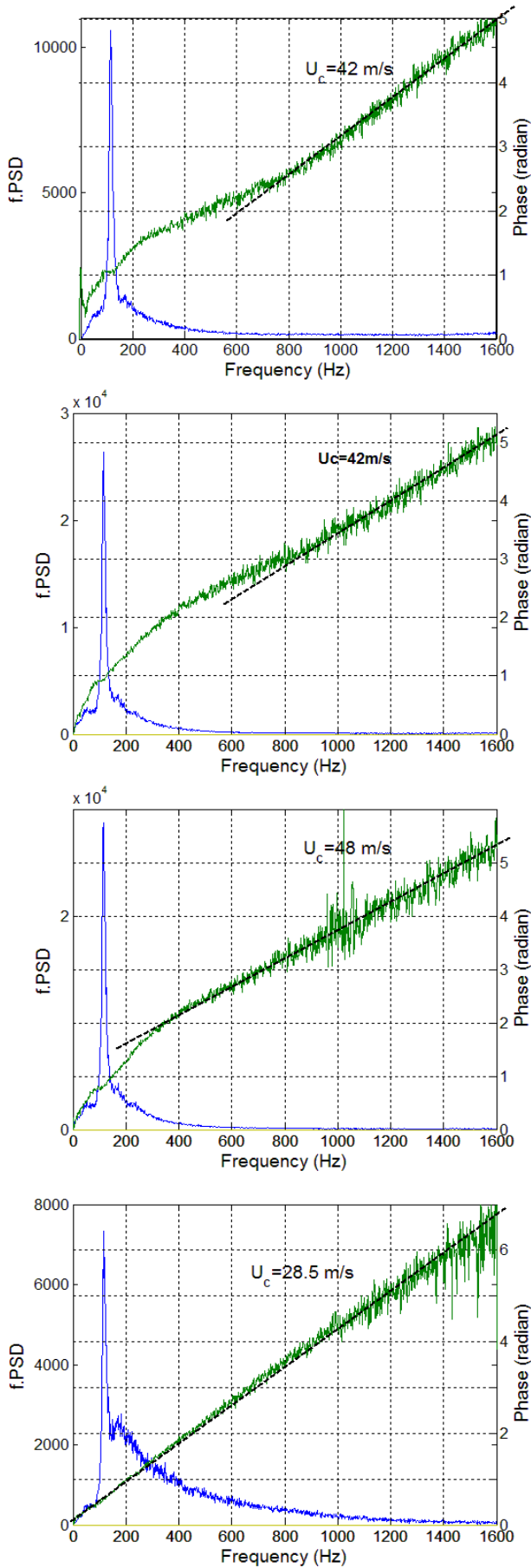


FIG. 6.19 – Module et phase de l'interspectre calculé entre deux points placés à  $\pm 0.2D$  de :  $x_A/D = 1.14$  (a),  $x_B/D = 1.74$  (b)  $x_C/D = 1.94$  (c) et  $x_D/D = 3.54$  (d)

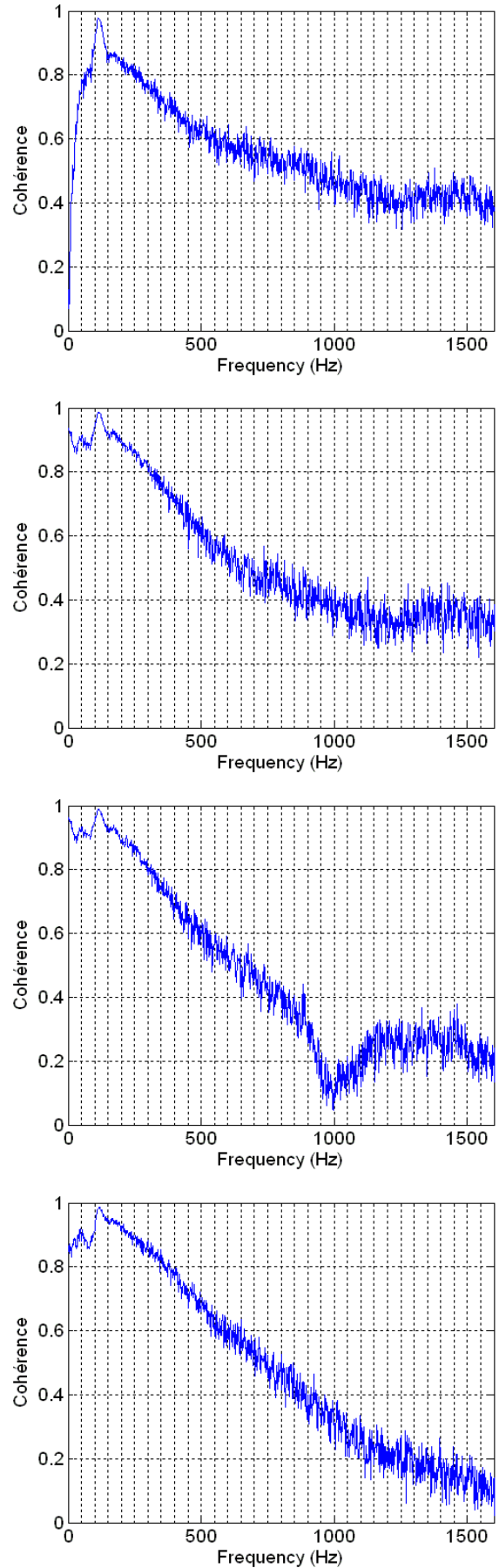


FIG. 6.20 – Cohérence entre deux signaux de pression placés à  $\pm 0.2D$  de :  $x_A/D = 1.14$  (a),  $x_B/D = 1.74$  (b)  $x_C/D = 1.94$  (c) et  $x_D/D = 3.54$  (d)

toutefois intéressante pour juger de la validité des mesures synchronisées pression/vitesse. Le niveau de corrélation doit être suffisamment important. On trace ainsi sur les figures 6.21 et 6.22, la corrélation  $R_{pu}$  et ses évolutions à  $z$  fixé en fonction de  $\tau$  avec la normalisation par les variances de pression et de vitesse. La ligne PIV  $x/D = 1.74$  du plan de symétrie est de nouveau sélectionnée. Les niveaux observés sont importants et atteignent 0.6 en  $z/D = 0.19$  (zone de convection forte sous le sillage) et  $\tau = 0$  (en phase). Pour des décalages temporels différents,  $R_{pu}$  oscille environ dans l'intervalle  $[-0.3; 0.2]$ . Les niveaux sont ainsi suffisamment importants pour utiliser ces corrélations pour d'analyser la structure globale du lien pression/vitesse.

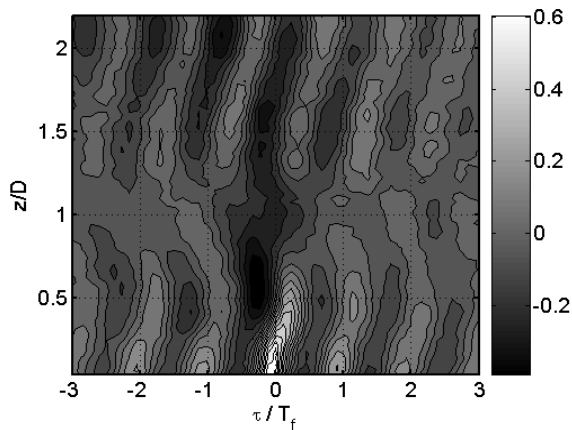


FIG. 6.21 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ .

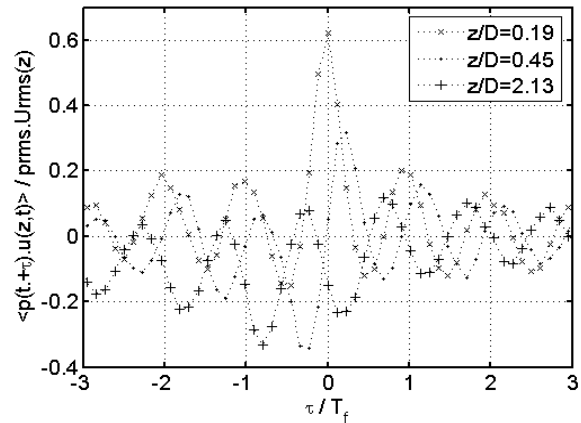


FIG. 6.22 – Evolution en fonction de  $\tau$  de la corrélation spatio-temporelle  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  et différentes valeurs de  $z/D$  pour  $H/D = 0,75$ .

On trace maintenant sur les figures 6.23 et 6.24 les corrélations le long de la ligne verticale  $x/D = 1.74$  avec la normalisation spécifique par  $1/2\rho U_\infty^3$ . L'allure générale des corrélations est très proche (figures 6.21 et 6.23) même si la normalisation par  $1/2\rho U_\infty^3$  fait mieux ressortir les zones de fort cisaillement par rapport à la zone interne du sillage proche. Dans toute la suite, on utilisera la normalisation par  $1/2\rho U_\infty^3$ .

La première information est que les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$  (figures 6.23 et 6.24) font apparaître la même périodicité à  $St = 0.145$  associée au lâcher tourbillonnaire que les corrélations vitesse/vitesse. Cette périodicité est présente dans les couches cisillées du sillage mais aussi dans la zone de forte convection sous le sillage. La corrélation  $R_{pw}$  (figure 6.24) montre que  $p$  et  $w$  sont en quadrature de phase et que  $\langle p(t + T/4).w(t) \rangle$  est maximum et positif à travers tout le sillage et dans la zone de convection sous le sillage. Sur la figure 6.23,  $p$  et  $u$  sont en quadrature avec le même signe que  $\langle pw \rangle$  dans la couche cisillée inférieure ( $z \sim z_L$ ) ce qui était attendu puisque  $\langle uw \rangle$  est positif dans la couche cisillée inférieure. Dans la région d'écoulement située entre le sillage instationnaire et la paroi ( $z \sim z_R = 0.18D$ ), on observe que  $p$  et  $u$  sont en phase.

Dans cette configuration, le mécanisme directeur est l'instabilité associée au lâcher tourbillonnaire. Les corrélations vitesse/vitesse dans le plan rasant nous ont montré que l'écoulement sous le disque est modulé à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. La périodicité à  $St = 0.145$  des corrélations pression/vitesse nous fait penser que la modulation des vitesses sous le sillage est associée à une modulation à la même fréquence de la pression pariétale. On peut penser que cette modulation est due à la présence des structures cohérentes dans la partie inférieure du sillage qui vont contraindre l'écoulement entre celui-ci et la paroi.

Le nombre de Strouhal  $St = f.D/U_\infty = (D/U_\infty)/(1/f)$  compare les temps caractéristiques d'advection  $\tau_C = D/U_\infty$  à la période de battement du sillage  $T = 1/f$ .  $St = 0.145 \ll 1$  signifie ainsi que

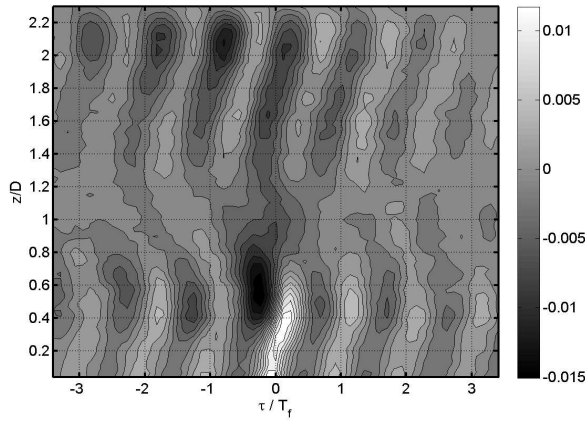


FIG. 6.23 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ .

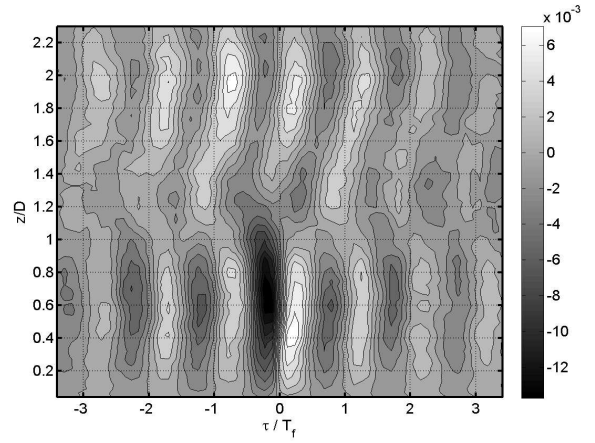


FIG. 6.24 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pw}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ .

l'écoulement externe autour de la structure de sillage peut être considéré comme quasi-statique dans la zone de sillage proche. La pression dans cette région s'adapte à la vitesse de l'écoulement car les déplacements du sillage sont lents par rapport à la vitesse de convection par l'écoulement moyen.

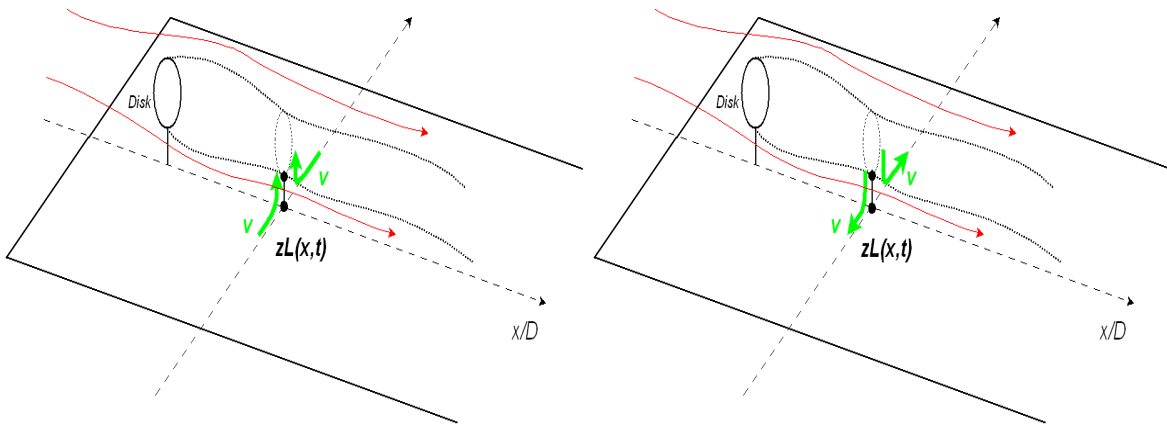


FIG. 6.25 – Représentation schématique de l'écoulement tri-dimensionnel induit par le déplacement du sillage : (gauche) mouvement ascendant ; (droite) mouvement descendant.

On définit  $z_L(t)$  la position verticale de la couche cisailée inférieure à l'instant  $t$  et à la position longitudinale  $x/D = 1.74$  (voir figure 6.25). On sait que les déplacements de la couche cisailée inférieure sont étroitement liés à la présence de structures cohérentes. La variation temporelle de  $z_L(t)$  peut être obtenue par intégration de  $\tilde{w}(t)$  où  $\tilde{w}(t)$  correspond à la partie de la vitesse verticale fluctuante impliquée dans le battement cohérent du sillage à  $St = 0.145$ . Les cohérences spatiale et temporelle de  $\tilde{w}(t)$  et par conséquent de  $z_L(t) = \int \tilde{w}(t)dt + cste$  sont claires sur les figures 6.5 et 6.24.

Si on considère uniquement le mouvement cohérent du sillage, on peut le modéliser par  $\tilde{w}(t) = \tilde{w}_0 \cos(\omega.t)$ . Etant donné que  $\tilde{w} = \frac{dz_L}{dt}$ ,  $z_L(t)$  a une évolution en  $\sin(\omega.t)$  qui est en quadrature avec  $\tilde{w}(t)$  :

$$\sin(\omega.t) = \cos(\omega.t - \pi/2) = \cos(\omega(t - \pi/(2\omega))) = \cos(\omega(t - T/4))$$

On interprète ainsi la quadrature de phase entre  $p(t)$  et  $w(t)$  comme une relation en phase entre  $p(t)$  et la position verticale de la couche cisailée inférieure  $z_L(t)$ .

$p = P - \langle P \rangle$  est positive quand  $z_L(t) > \langle z_L(t) \rangle$  car le minimum de pression (figures 6.26 et 6.27) sous le sillage doit être moins prononcé (cela a été vérifié en positionnant le disque à des hauteurs différentes figure 5.13). Au contraire,  $p$  est négative pour  $z_L(t) < \langle z_L(t) \rangle$  car le minimum de pression est plus prononcé. Cette interprétation correspond bien au signe de  $R_{pw}$  dans le sillage et dans la région sous le sillage (figure 6.24).

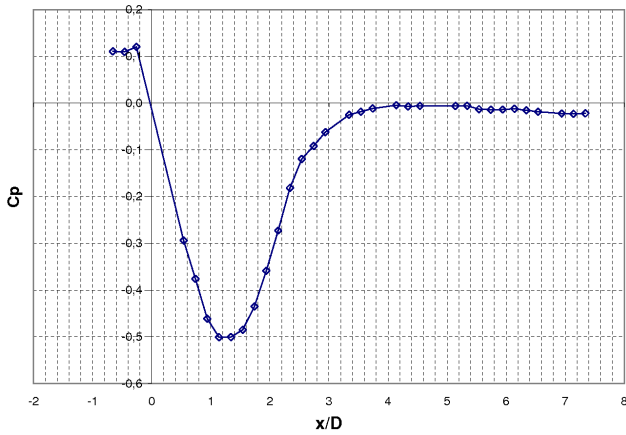


FIG. 6.26 – Evolution longitudinale ( $y/D = 0$ ) du  $C_p$  pour  $H/D = 0.75$

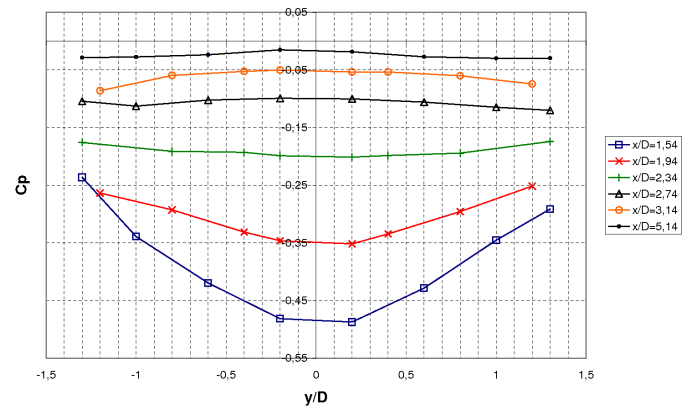


FIG. 6.27 – Evolution transversale du  $C_p$  pour  $H/D = 0.75$

Cette interprétation physique s'accorde aussi avec l'observation de  $R_{pu}$  dans le sillage proche (figure 6.23) même si la relation de phase est plus complexe dans la zone entre le sillage et la paroi. Sur la figure 6.28, on observe un champ de vitesse longitudinale moyenne dans le plan rasant ( $z/D = 0.04$ ). Un déficit de vitesse longitudinale est observé dans la région centrale ( $y/D \sim 0$ ) ce qui est caractéristique d'un écoulement de sillage. Lorsque le sillage s'écarte de la paroi tel que  $z_L(t) > \langle z_L(t) \rangle$  (respectivement se rapproche de la paroi tel que  $z_L(t) < \langle z_L(t) \rangle$ ), cela induit des fluctuations  $u$  et  $p$  positives (respectivement négatives).  $p$  et  $u$  sont donc en phase dans la région entre le sillage et la paroi.

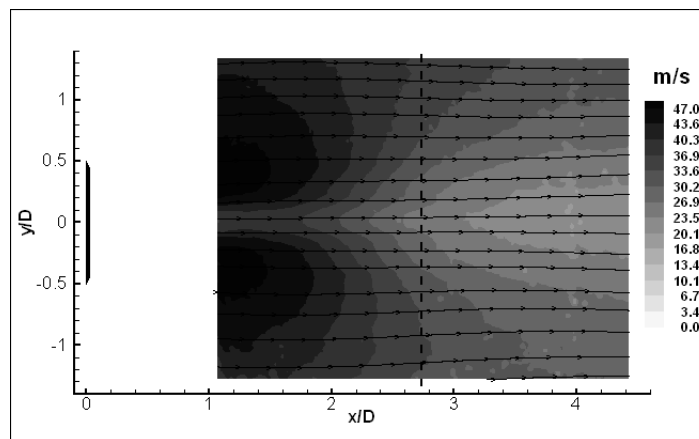


FIG. 6.28 – Vitesse longitudinale dans le plan PIV rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 0.75$ . Niveaux :  $\langle U \rangle$

## Conclusion

Le lien pression/vitesse a été étudié à l'aide de données de vitesse dans le plan de symétrie couplées à des mesures de pression. Les corrélations pression/vitesse incluant tous les états pris par le sillage montrent que ce lien peut être vu simplement comme une relation en phase entre la pression et la position verticale  $z_L$  de la couche cisailée inférieure. Cette affirmation permet d'expliquer les relations entre les deux composantes  $u$  et  $w$  de la vitesse dans le plan de symétrie et la pression fluctuante en paroi. On doit garder à l'esprit que l'écoulement étudié est tri-dimensionnel et que les mesures de vitesse dans le plan de symétrie ne reflètent pas l'ensemble des réalisations. Les niveaux des corrélations pression/vitesse observés sur la figure 6.22 sont certainement abaissés par la perte d'information due à la mesure de vitesse dans le plan de symétrie.

Voyons maintenant si cette analyse peut être prolongée en dehors du plan de symétrie notamment sur la composante transverse  $v$  de la vitesse dans le plan rasant la paroi. Les corrélations vitesse/vitesse ont d'ailleurs montré que les mesures de vitesse dans le plan rasant représentent mieux l'ensemble des réalisations du champ de vitesse.

### 6.2.2 Analyse dans un plan rasant

En utilisant les données de pression couplées aux données de vitesse dans le plan rasant ( $z/D = 0.04$ ), on calcule les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  définies ci-dessous :

$$R_{pu}(y/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(y/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

$$R_{pv}(y/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot v(y/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

( $x$  et  $z$  ont été omis pour raisons de clarté)

$R_{pu}$  et  $R_{pv}$  calculés le long de la ligne transverse  $x/D = 1.74$  sont montrés en figures 6.29 et 6.30. Le capteur de pression fluctuante est situé à la même position que pour les corrélations avec le plan de symétrie ( $x/D = 1.74; y/D = 0$ ). La périodicité observée sur les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  est celle du lâcher tourbillonnaire à  $St = 0.145$ .

La relation de phase entre  $p$  et  $u$  dans cette zone proche de la paroi ( $z/D = 0.04$ ) est cohérente avec celle trouvée au même  $z/D$  dans le plan de symétrie. L'observation dans le plan rasant permet de voir que la cohérence spatiale est très grande selon  $y/D$ , ce qu'on avait déjà pu constater sur les corrélations vitesse/vitesse.

Concernant  $R_{pv}$ , une quadrature de phase est observée en dehors de la zone centrale  $y/D = 0$ . Les niveaux de corrélation entre ces deux quantités sont toutefois plus faibles. On sait que des mouvements transverses cohérents  $\tilde{v}$  sont induits par le déplacement du sillage. Les déplacements vers le haut (respectivement vers le bas) de la couche cisailée supérieure vont induire en proche paroi un écoulement dirigé vers la ligne axiale (respectivement vers l'extérieur) comme indiqué sur la figure 6.25.  $R_{pv}(y/D, \tau)$  dans le plan rasant et  $R_{pw}(z/D, \tau)$  dans le plan de symétrie doivent avoir des signes opposés pour  $y/D > 0$  et identiques pour  $y/D < 0$ . C'est ce qui est observé sur les figures 6.24 et 6.30.

Cette analyse est cohérente avec l'analyse des corrélations vitesse/vitesse dans le plan rasant (figures 6.11 et 6.16). Lorsque le point de mesure de la vitesse est suffisamment décalé de la ligne axiale, il peut détecter le mouvement cohérent transversal noté  $\tilde{v}(t)$  associé au battement du sillage. Proche de la ligne axiale, l'absence de cohérence temporelle sur  $R_{vv}$  a été associée au caractère aléatoire du lâcher tourbillonnaire ce qui correspond à une décorrélation de  $\tilde{v}(t)$  d'un cycle de lâcher à l'autre.



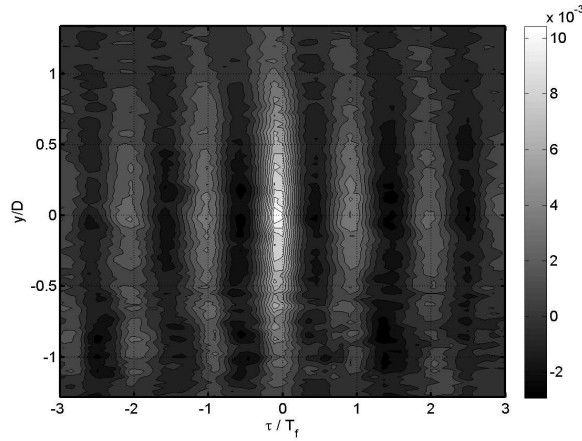


FIG. 6.29 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ .

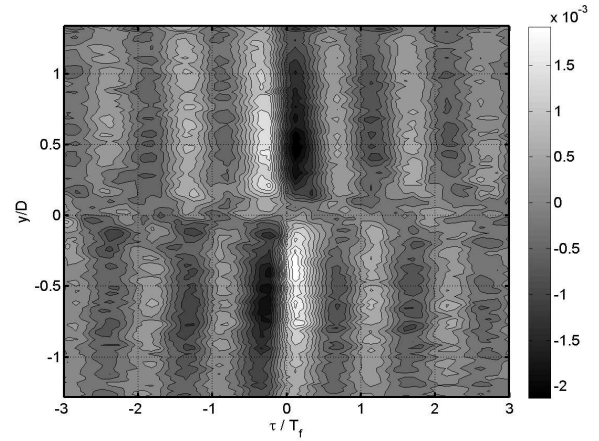


FIG. 6.30 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0,75$ .

Pour la configuration  $H/D = 0.75$ , le déplacement du sillage vers la paroi explique l'augmentation de l'interaction sillage/paroi détectée notamment à travers l'augmentation du niveau de pression pariétale fluctuante. On constate que l'interaction est la plus intense sous la bulle de recirculation moyenne où l'instationnarité peut être associée à l'instabilité « absolue » du sillage proche du disque. En aval, il serait intéressant de comprendre comment la structure du sillage et les structures turbulentes associées vont interagir avec la paroi. Bien que le niveau d'interaction diminue lorsqu'on s'éloigne en aval de la bulle de recirculation moyenne (baisse de  $C_p'$ ), l'interaction semble devenir plus complexe avec la diminution de la contribution du battement et l'augmentation de la contribution haute fréquence associée aux structures turbulentes portées par le sillage (figure 5.37). Les données couplées pression/vitesse sur une ligne transversale ne sont toutefois pas disponibles au delà de  $x/D = 2.74$ .

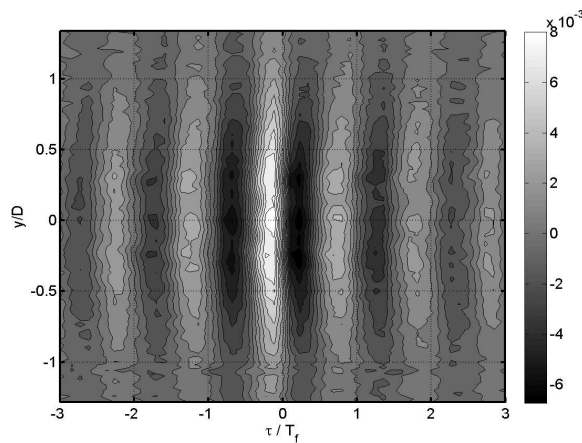


FIG. 6.31 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0.75$ .

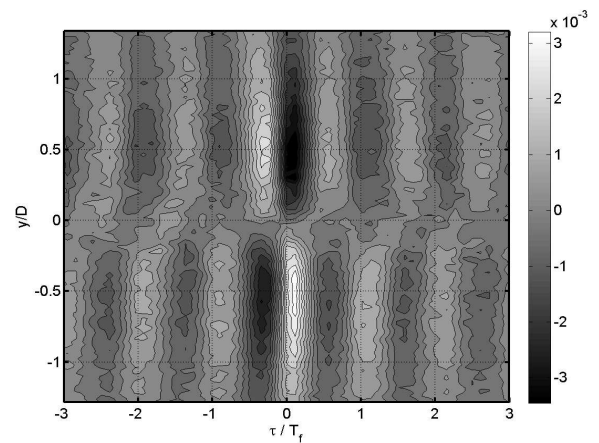


FIG. 6.32 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0.75$ .

En  $x/D = 2.74$ , on se situe en aval de la bulle de recirculation moyenne et les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  (figures 6.31 et 6.31) ont des caractéristiques très proches de celles tracées en  $x/D = 1.74$ . Dans cette région, le battement du sillage reste largement dominant c'est pourquoi les corrélations sont similaires.



### 6.2.3 Conclusion

Le calcul des corrélations vitesse/vitesse et pression/vitesse dans différents plans nous a permis de mieux comprendre les mécanismes pilotes de l'interaction « forte » sillage/paroi ( $H/D = 0.75$ ). Le signal de pression est dominé par le battement du sillage qui est faiblement affecté par la présence de la paroi. Le caractère aléatoire du battement du sillage dans toutes les directions est notamment conservé. Sur toutes les composantes de la vitesse, on détecte des écoulements induits cohérents qu'on nomme  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$  et  $\tilde{w}$ . Le lien pression/vitesse est caractérisé par une quadrature entre les composantes de vitesse cohérente et la pression fluctuante ce qui peut être interprété par une relation de phase entre la pression fluctuante et la distance de la couche cisailée inférieure à la paroi.

Pour cette configuration, on applique maintenant différentes techniques d'Estimation Stochastique mises en place au cours de ce travail pour comparer leur efficacité.

## 6.3 Comparaison des méthodes d'Estimation Stochastique (SE)

De nombreuses études utilisant la *SE* de la vitesse fluctuante ont déjà été rapportées dans la littérature. Parmi d'autres, on peut faire référence à l'étude d'écoulements de type jets (Picard et Delville 2000 [65]; Tinney *et al* 2006 [79]), de type sillage de cylindre (Perrin *et al* 2007 [64]), de type marche descendante (Taylor et Glauser 2004 [77]), de type cavité (Murray and Ukeiley 2003 [58]), de type marche descendante axisymétrique (Hudy *et al* 2007 [40]) et de type couche limite (Naguib *et al* 2001 [59]).

Nous avons vu dans la partie précédente que des différences de phase significatives sont observées entre la pression et les composantes fluctuantes de la vitesse. De plus, les différences de phase sont liées à la composante de vitesse étudiée et sont dues à la caractéristique instationnaire de l'écoulement. Il est intéressant de mettre en oeuvre plusieurs techniques d'*SE* de type linéaire, quadratique ou spatio-temporelle pour tester dans cette configuration spécifique l'efficacité des différentes méthodes.

### 6.3.1 Rappel de la méthodologie

Au cours du chapitre 4, nous avons donné le détail des quatre différentes stratégies d'estimation stochastiques utilisées. Nous en rappelons ici les caractéristiques principales pour une estimation de la vitesse dans le plan de symétrie :

(i) *S - LSE* ou *S - QSE* basées sur une répartition spatiale de données de pression le long de la ligne axiale au temps  $t$  de l'estimation (figure 6.33 (gauche)). Cette répartition spatiale contient 16 points de mesure de pression allant de  $x/D = 0.84$  à  $x/D = 3.74$ .

(ii) *ST - LSE* ou *ST - QSE* basées sur une répartition spatio-temporelle de données de pression centrées sur le temps  $t$  d'estimation (figure 6.33 (droite)). Cette répartition spatio-temporelle contient 16 points de mesure de pression et 21 décalages temporels allant de  $t - T$  à  $t + T$  ( $T$  étant la période du phénomène qu'on souhaite capter, ici le lâcher tourbillonnaire du sillage du disque).

Les structures de l'écoulement possèdent une cohérence spatiale et temporelle liée à leur taille et à leur mouvement dans l'écoulement. Ainsi, une structure de l'écoulement passant au dessus d'un point de la paroi est corrélée à la pression pariétale en ce point pendant un certain temps. L'objectif de la stratégie spatio-temporelle est de prendre en compte l'information disponible sur le signal de pression pour améliorer l'estimation de la vitesse à partir de la pression. L'ajout de termes quadratiques de pression a pour but l'amélioration de la modélisation du lien pression/vitesse. Dans le cadre d'une estimation stochastique quadratique (*S - QSE* ou *ST - QSE*), il faudra toutefois se poser la question de la convergence des moments d'ordres 3 et 4 qui apparaissent dans la matrice de corrélation.

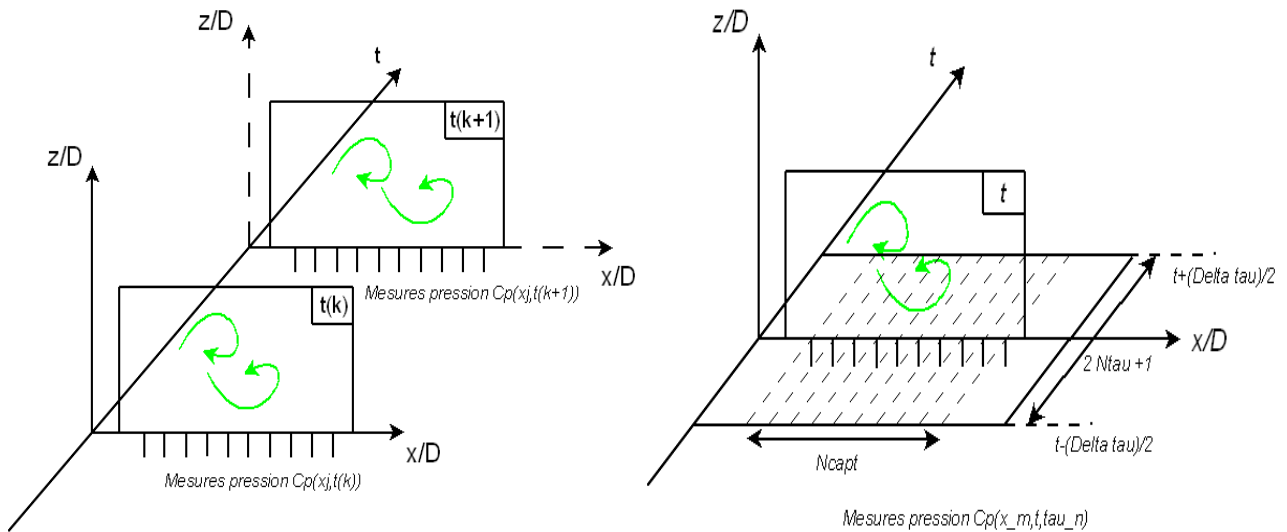


FIG. 6.33 – Deux ensembles de données de pression : (gauche) Répartition spatiale des pressions au temps  $t$  d'estimation de la vitesse ; (droite) Répartition spatio-temporelle des pressions centrée sur le temps  $t$  d'estimation de la vitesse.

Une nouvelle remarque concerne la justification de l'utilisation des 16 capteurs placés sur la ligne axiale pour l'estimation des fluctuations de vitesse dans le plan de symétrie. Ces capteurs sont sélectionnés pour la configuration  $H/D = 0.75$  car la direction longitudinale correspond à la direction d'advection privilégiée de l'écoulement et c'est en  $y/D = 0$  que le niveau d'interaction est maximum. Ceci se conjugue au fait que le calcul *POD* sur lequel repose l'estimation de type *EPOD* est basé sur une décomposition du signal au sens de l'énergie.

### 6.3.2 Optimisation de la détection du lâcher tourbillonnaire - Prise en compte des propriétés spatio-temporelles du signal de pression

La détection des modes dominants du signal de pression s'effectue par l'étape 1 de l'estimation qui correspond à l'analyse *POD* du signal de pression. A travers les résultats de l'analyse *POD*, on compare l'efficacité de la méthode basée sur une répartition spatiale des signaux de pression (*S-LSE*) à celle de la méthode basée sur une répartition spatio-temporelle (*ST-LSE*).

Le coefficient aléatoire  $a_n(t)$  ( $n \in 1..N$ ) reflète l'importance du mode  $n$  à l'instant  $t$ . Au début de ce chapitre, on a vu que le signal de pression est dominé par le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire. On peut donc penser que les premiers modes *POD* les plus énergétiques reflètent le lâcher tourbillonnaire. L'analyse bibliographique nous a montré que cette affirmation est vraie pour une analyse *POD* réalisée sur le champ de vitesse mesuré dans le sillage proche d'un cylindre « infini » (Perrin *et al* 2007 [63] et Michard et Favelier 2006 [57]).

On analyse donc sur la figure 6.34, l'évolution temporelle des coefficients aléatoires *POD* associés aux deux premiers modes. Pour la stratégie spatiale, l'évolution de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  est bruitée alors qu'une fréquence très marquée associée à un mouvement cohérent ressort pour la stratégie spatio-temporelle. On remarque aussi dans le cas de l'analyse spatio-temporelle que les deux premiers modes sont porteurs d'une énergie très proche (figure 6.35) et sont décalés d'un quart de période (quadrature de phase, figure 6.34 (droite)). Etant donné que la période caractéristique associée aux deux premiers coefficients aléatoires est proche de la fréquence de lâcher tourbillonnaire ( $f \sim 115Hz$  sur la *DSP* des  $a_1$  et  $a_2$  adimensionnés de la figure 6.36), on peut affirmer qu'ils sont liés au processus de lâcher tourbillonnaire. Le spectre de la *POD* spatio-temporelle (figure 6.35) montre aussi que  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  ne comptent que pour 28% de l'énergie totale (contre 68% pour la *POD* spatiale) tout en restant dominant par rapport aux autres modes. Une modélisation d'ordre réduit pour cette configuration complexe et tri-dimensionnelle

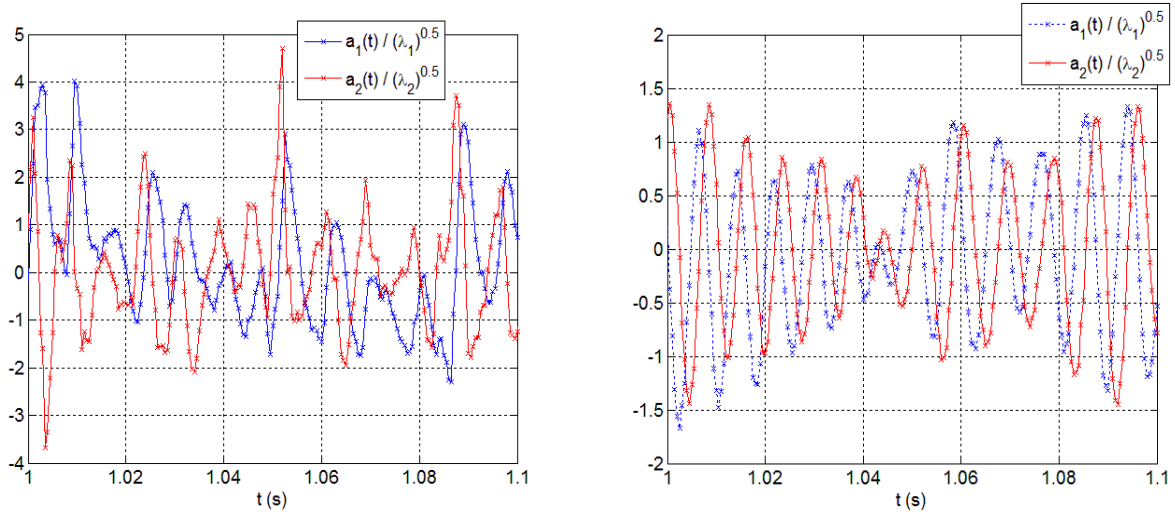


FIG. 6.34 – Evolution temporelle des coefficients aléatoires  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  : (gauche)  $POD$  spatiale ; (droite)  $POD$  spatio-temporelle.

nécessiterait plus que deux degrés de liberté.

Pour des sillages instationnaires bidimensionnels, l'amplitude de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  est quasi-constante (Ben Chiekh *et al* 2004 [21], van Oudheusden *et al* 2005 [82]) et la phase du lâcher tourbillonnaire peut être calculée en considérant la relation entre  $a_1$  et  $a_2$  :

$$\phi_{a_1-a_2} = \arctan\left(\frac{\sqrt{\lambda_1} a_2}{\sqrt{\lambda_2} a_1}\right)$$

où  $\lambda_1 = \langle a_1^2 \rangle$  et  $\lambda_2 = \langle a_2^2 \rangle$ .

La phase  $\phi_{a_1-a_2}$  du lâcher tourbillonnaire est donc définie par l'importance relative des coefficients  $a_1$  et  $a_2$ . On représente  $\phi_{a_1-a_2}$  à un instant  $t$  quelconque dans le plan  $(a_1, a_2)$  sur la figure 6.37. La représentation tridimensionnelle suivant les trois axes  $a_1$ ,  $a_2$  et  $t$  (figure 6.38) permet de voir que le phénomène détecté est bien périodique.

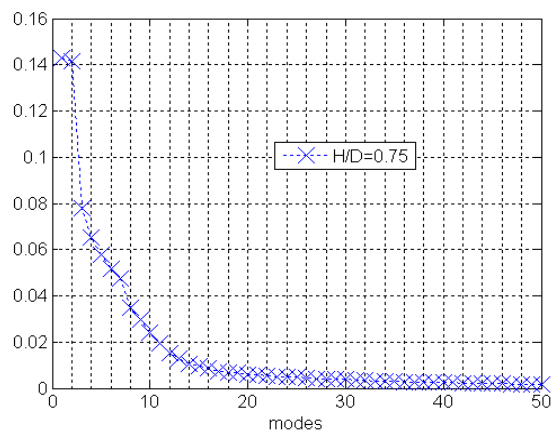


FIG. 6.35 – Spectre des modes  $POD$  pour la stratégie spatio-temporelle.

$$\times \left( \lambda_n / \sum_{k=1}^N \lambda_k \right)$$

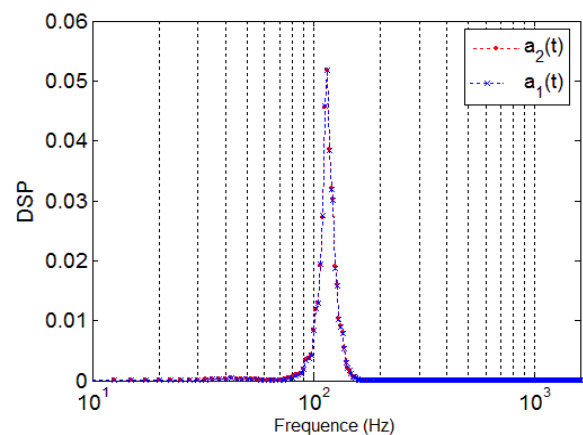


FIG. 6.36 –  $DSP$  des coefficients aléatoires adimensionnés  $a_1/\sqrt{\lambda_1}$  et  $a_2/\sqrt{\lambda_2}$  obtenus par la stratégie spatio-temporelle.

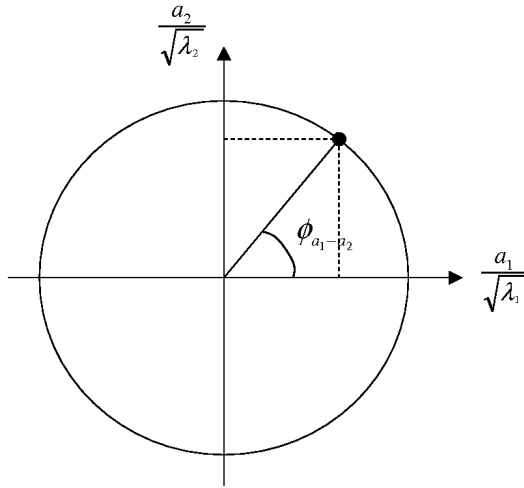
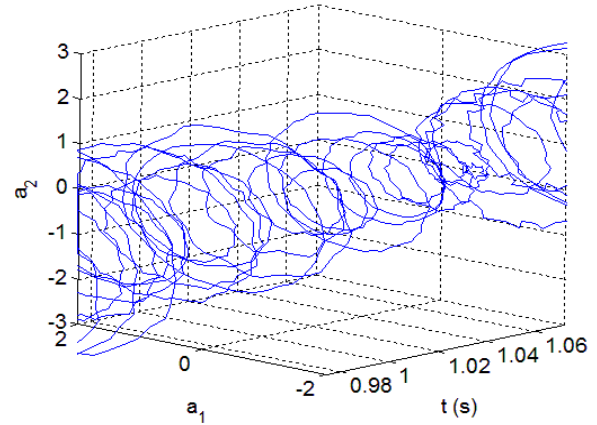


FIG. 6.37 – Représentation schématique de la phase

FIG. 6.38 – Représentation tri-dimensionnelle dans le plan  $a_1/\sqrt{\lambda_1}$ ,  $a_2/\sqrt{\lambda_2}$  et  $t$  pour la stratégie spatio-temporelle.

Dans le cas présent, l'amplitude de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  est modulée de manière significative. On peut attribuer cette modulation aux effets tridimensionnels existant dans le sillage du disque. On sait en effet qu'un battement du sillage dans la direction transverse n'aura pas une empreinte en pression pariétale aussi intense qu'un battement vertical. L'étude précise de cette modulation n'a toutefois pas été effectuée.

L'approche spatio-temporelle permet donc d'identifier plus clairement le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire. De plus il est possible, moyennant certaines précautions, de définir la phase du lâcher tourbillonnaire à partir des deux premiers coefficients aléatoires  $a_1$  et  $a_2$  dits « spatio-temporels ». Nous allons revenir en détail sur ce point dans la suite du chapitre.

### 6.3.3 Comparaison des résultats obtenus avec les différentes méthodes

Notre objectif est maintenant de comparer l'efficacité des différentes stratégies d'estimation stochastique en analysant les niveaux de vitesse reconstruite. Les variances des vitesses estimées  $\langle u_c^2 \rangle$ ,  $\langle w_c^2 \rangle$  et  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$  sont calculées dans le plan de symétrie et représentées sur les figures 6.39 et 6.40.

Une forte amélioration des niveaux de vitesse reconstruite est obtenue lorsque les propriétés spatio-temporelles des signaux de vitesse sont pris en compte mais aussi lorsque les termes quadratiques sont utilisés pour l'estimation. Nous avons vu précédemment que le phénomène dominant sur la signature en pression est le processus de lâcher tourbillonnaire. Etant donné que la stratégie spatio-temporelle permet une meilleure détection de celui-ci (figure 6.34) avec la mise en évidence de la quadrature de phase entre les modes 1 et 2, on peut penser que l'approche spatio-temporelle permet une meilleure reproduction de la relation de phase entre la pression fluctuante et la vitesse fluctuante. Ce résultat peut être relié à des résultats obtenus lors de précédentes études (Ewing et Citriniti 1999 [27], Tinney *et al* 2006 [79] ou Hoarau *et al* 2006 [37]). Un autre avantage de l'approche spatio-temporelle est une meilleure estimation de la vitesse dans des zones éloignées de la paroi telle que la couche cisailée supérieure du sillage du disque (figures 6.39 et 6.40).

Par ailleurs, l'étude bibliographique nous a montré que l'ajout des termes quadratiques de pression permet une estimation plus précise du champ de vitesse avec une meilleure reproduction des petites échelles de l'écoulement (Naguib *et al* 2001 [59]). Ceci peut expliquer l'augmentation de niveau global de la vitesse estimée en prenant en compte les termes quadratiques de pression.

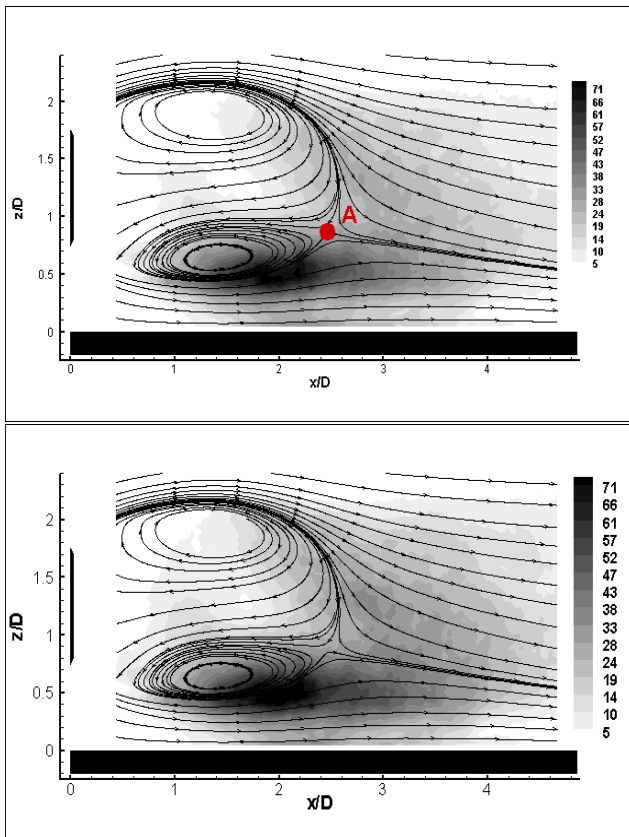


FIG. 6.39 – Champ de vitesse estimé pour  $H/D = 0.75$  : (haut)  $S - LSE$  ; (bas)  $S - QSE$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$

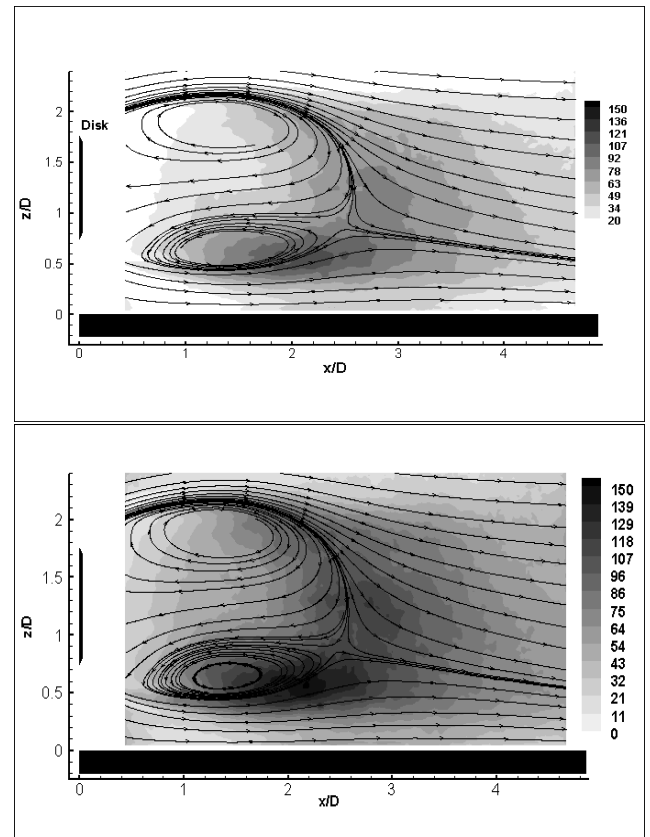


FIG. 6.40 – Champ de vitesse estimé pour  $H/D = 0.75$  : (haut)  $ST - LSE$  ; (bas)  $ST - QSE$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$

Pour comparer les variances de vitesse estimées aux variances mesurées  $\langle u^2 \rangle$ ,  $\langle w^2 \rangle$  et  $\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle$ , on représente sur les figures 6.41 et 6.42 les ratios  $KE_c/KE = (\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle) / (\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)$ . L'information supplémentaire que l'on obtient est que les fluctuations de vitesse sont mieux reconstruites proche de la paroi où les mesures de pression sont réalisées.

Afin d'obtenir une information plus globale, on intègre sur tout le domaine de mesure de vitesse les ratios  $\langle u_c^2 \rangle / \langle u^2 \rangle$ ,  $\langle w_c^2 \rangle / \langle w^2 \rangle$  et  $KE_c/KE$  et on regroupe toutes les informations dans le tableau 6.1. On observe ainsi que  $\langle KE_c^2 \rangle / \langle KE^2 \rangle$  passe de 7.7% avec la  $S-LSE$  à 28.7% avec la  $ST-LSE$  et une très nette augmentation est observée avec l'ajout des termes quadratiques (44.1% pour la  $ST-QSE$ ).

Il faut cependant garder à l'esprit que l'introduction des termes quadratiques fait apparaître des moments d'ordre 3 et 4 dans la matrice de corrélation. Au nombre de Reynolds important auquel l'étude est réalisée ( $Re = 130000$ ), la question de la convergence de ces moments doit être soulevée. Le nombre de mesures couplées pression/vitesse (2000) étant un peu faible pour la convergence des moments d'ordre 3 et 4, cette technique d'estimation stochastique ne sera pas utilisée pour d'autres analyses complémentaires.

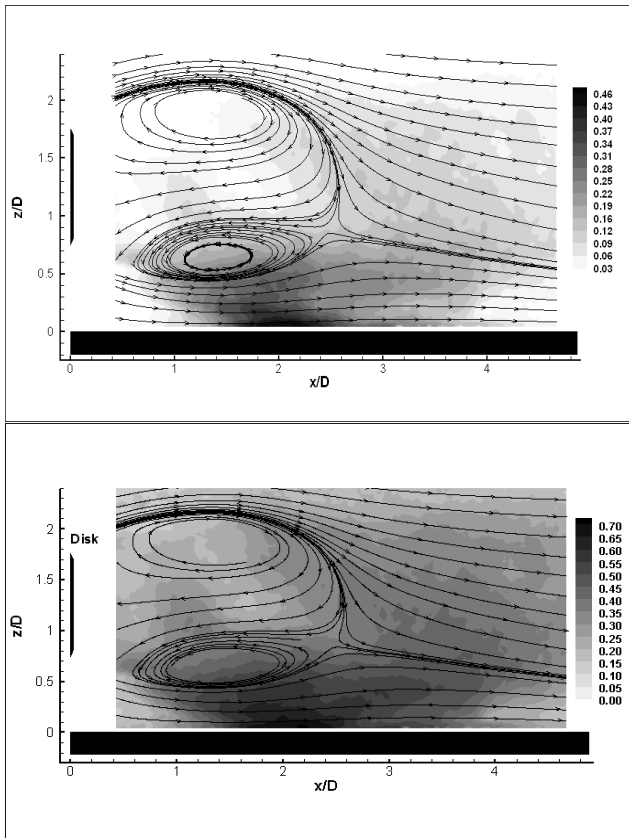


FIG. 6.41 – Champ de vitesse estimé pour  $H/D = 0.75$  : (haut)  $S-LSE$  ; (bas)  $S-QSE$  - Niveaux :  $KE_c/KE$

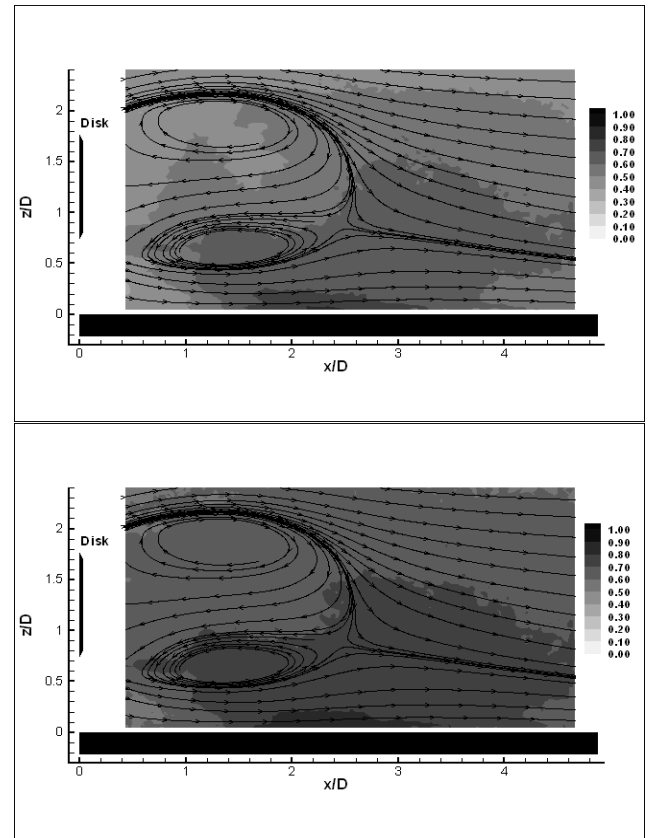


FIG. 6.42 – Champ de vitesse estimé pour  $H/D = 0.75$  : (haut)  $ST-LSE$  ; (bas)  $ST-QSE$  - Niveaux :  $KE_c/KE$

## Conclusion

La prise en compte des propriétés spatio-temporelles du signal de pression ou des termes quadratiques de pression permet une nette amélioration de l'estimation de la vitesse à partir de la pression.

On a notamment pu observer que la  $ST-LSE$  améliore le niveau de la vitesse estimée proche de la paroi mais permet aussi de l'augmenter dans des zones lointaines. En ce qui concerne l'augmentation

	$S - LSE$	$ST - LSE$	$S - QSE$	$ST - QSE$
$\langle \langle u_c^2 \rangle / \langle u^2 \rangle \rangle_{spatiale}$	6.8%	27.7%	9.0%	43.3%
$\langle \langle w_c^2 \rangle / \langle u^2 \rangle \rangle_{spatiale}$	8.3%	29.0%	10.3%	44.1%
$\langle \langle KE_c^2 \rangle / \langle KE^2 \rangle \rangle_{spatiale}$	7.7%	28.7%	9.9%	44.1%

TAB. 6.1 – Comparaison des vitesses reconstruites à l'aide des quatre méthodes d'estimation stochastique.

du niveau de la vitesse estimée avec la prise en compte des termes quadratiques, on ne peut tirer de réelles conclusions à l'aide de nos mesures du fait de la non convergence des moments d'ordre 3 et 4.

### Remarque 1 : Validation de la SE basée sur un signal de vitesse aléatoire

À l'aide de la SE, on estime les fluctuations de l'écoulement à partir des mesures de pression en paroi. Dans cette partie, on souhaite vérifier simplement le fait que les vitesses estimées sont nulles ou négligeables si le signal de pression utilisé pour l'estimation n'est pas corrélé aux fluctuations de vitesse de l'écoulement. L'annexe D est consacrée à cette validation dont la méthode est expliquée ci-dessous.

On choisit un ensemble de mesures couplées pression/vitesse pour une configuration donnée et on calcule le champ de vitesse corrélé, par exemple dans le plan de symétrie. Le même ensemble de données est réutilisé en remplaçant le signal de pression fluctuant par un signal aléatoire. On observe que les champs de vitesse corrélée ont changé avec des niveaux beaucoup plus faibles. Le lien physique entre réalisations de pression et de vitesse est bien identifié par la SE.

### 6.3.4 Spectres de vitesse reconstruite

Afin de comprendre l'effet de l'approche spatio-temporelle ou de la prise en compte des termes quadratiques sur l'estimation des différentes structures de l'écoulement, nous calculons des spectres de vitesse estimée ( $u_c$  ou  $w_c$ ) par l'intermédiaire de la EPOD à des positions caractéristiques de l'écoulement. Pour cela, les données couplées pression ( $f_e = 5.12kHz$ ) / vitesse ( $f_e = 1Hz$ ) sont utilisées. Notons que les données couplées obtenues par la HS – PIV auraient tout aussi bien pu être utilisées.

La procédure est la suivante :

(1) La base POD (vecteurs propres  $\Phi^n$ , valeurs propres  $\lambda_n$  et coefficients aléatoires  $a_n$ ) est calculée sur les 2000 valeurs de pression correspondant aux mesures couplées.

(2) La base EPOD ( $\Psi_n$ ) est calculée à partir des 2000 mesures couplées

$$\Psi_u^n(\vec{y}) = \frac{\langle a_n(t) \cdot u(\vec{y}, t) \rangle}{\lambda_n}$$

avec  $\vec{y}$  correspondant à une fenêtre d'interrogation PIV.

(3)  $a_n(t) = (p(x, t) \cdot \Phi^n(x)) = \sum_{i=1}^{N_{POD}} p(x_i, t) \cdot \Phi^n(x_i)$  est calculé sur une série temporelle permettant de calculer un spectre de vitesse reconstruite de la manière suivante :

$$u_c(\vec{y}, t) = \sum_{i=1}^{N_{POD}} a_i(t) \cdot \Psi_u^i(\vec{y})$$

avec  $\vec{y}$  correspondant à une fenêtre d'interrogation PIV.

La vitesse est ainsi estimée à la fréquence d'échantillonnage de la pression ( $f_e = 5.12kHz$ ) à des instants où il n'y a pas eu de mesure *PIV*.

Dans un premier temps, on s'intéresse aux effets de l'approche spatio-temporelle en comparant les résultats de la *S-LSE* et de la *ST-LSE*. On obtient les spectres de vitesse reconstruite pour les deux techniques d'estimation stochastique (figure 6.43). Ils sont calculés en  $(x_A/D; z_A/D) = (2.46; 0.87)$  avec  $A$  qui correspond au point où la bulle de recirculation moyenne se referme (figure 6.39 (haut)). Les résultats de l'estimation sont comparés aux spectres de vitesse calculés à partir de données *HS-PIV*. On observe que la capture du battement cohérent du sillage est améliorée de manière significative avec l'approche spatio-temporelle alors que l'énergie des fluctuations de vitesse de fréquence plus élevée est très légèrement augmentée.

On a vu dans l'analyse bibliographique que le niveau et la qualité de l'estimation sont liés à la modélisation du lien entre la grandeur estimée (vitesse) et la grandeur qui a servi pour l'estimation (pression). Cette différence constatée entre l'estimation des grandes structures cohérentes du sillage et des petites structures turbulentes nous fait dire que le lien pression/vitesse dépend de la structure étudiée. Les grandes structures étant correctement estimées par *ST-LSE*, on peut penser que le lien entre ces structures et la pression pariétale est linéaire.

La comparaison avec le spectre obtenu par *HS-PIV* nous permet aussi de comprendre que la contribution large-bande associée à la turbulence de sillage est contenue dans la partie décorrélée obtenue par *ST-LSE*. Dans le but d'illustrer cette remarque, on trace au même point  $A$  les spectres de vitesse corrélée  $u_c$ , décorrélée  $u_D$  et mesurée  $u$  telles que  $u_D(t) = u(t) - u_c(t)$ . Pour cela, les mesures *HS-PIV* doivent être utilisées. On doit tout d'abord comprendre pourquoi les mesures *HS-PIV* n'ont pas été retenues pour réaliser l'ensemble de l'analyse. Le nombre de réalisations décorrélées pour un phénomène à la fréquence proche du lâcher tourbillonnaire ( $f \sim 100Hz$ ) est fonction du temps d'acquisition des mesures couplées. Ce temps étant beaucoup plus élevé pour les mesures *PIV* à  $1Hz$  (2000s soit 2000 réalisations décorrélées) que pour les mesures *HS-PIV* (10s soit 1000 réalisations décorrélées), on a choisi d'exposer principalement les résultats obtenus par la *PIV* à  $1Hz$ .

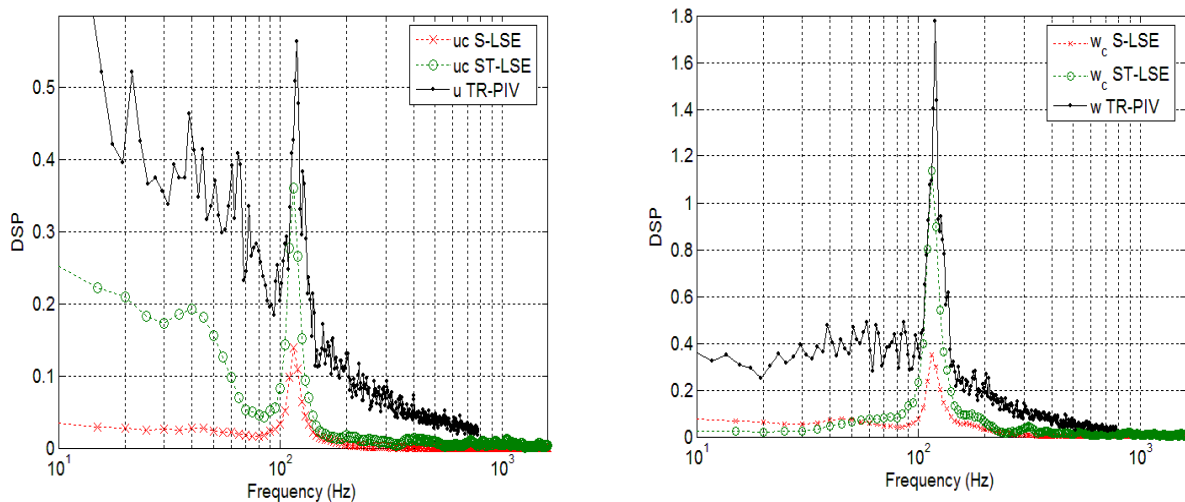


FIG. 6.43 – *DSP* de vitesse reconstruite au point  $A$  pour  $H/D = 0.75$  : (gauche)  $u_c$  ; (gauche)  $w_c$

On observe tout d'abord sur les figures 6.43 et 6.44 que les données couplées de vitesse à  $1Hz$  et à  $2kHz$  donnent des résultats d'estimation très proches (*DSP* de  $u_c$  ou  $w_c$ ). Ensuite, le pic associé au processus de lâcher tourbillonnaire n'est pas détecté sur la partie décorrélée  $u_D(t)$ . Cette composante de la vitesse pourrait être utilisée pour identifier les structures turbulentes du sillage responsables de fluctuations de pression en paroi.



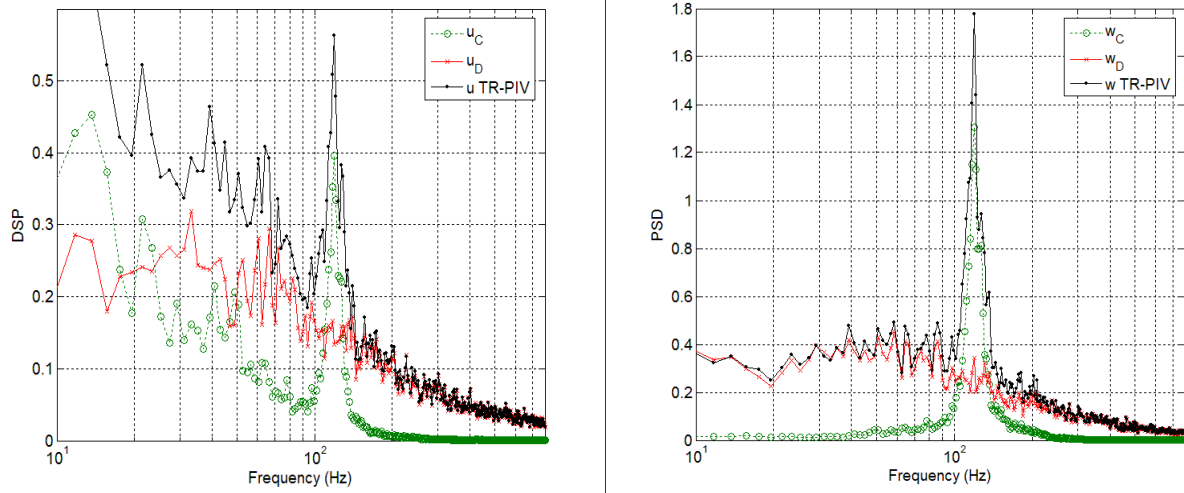


FIG. 6.44 – *DSP* de vitesse reconstruite déterminée par la *ST – LSE* au point *A* pour  $H/D = 0.75$  (données couplées de vitesse à  $f_e = 2kHz$ ) : (gauche)  $u_c$  ; (droite)  $w_c$

Afin de comprendre dans chaque zone du sillage quelles sont les composantes fréquentielles reliées aux fluctuations de pression en paroi, on représente en  $x/D = 1.74$ , l'évolution verticale à travers le sillage de la *DSP* des fluctuations de vitesse corrélées à la pression (méthode *ST – LSE*) à l'aide d'un tracé en contour. La figure 6.45 montre ainsi que dans les couches cisailées, les fluctuations à  $St = 0.145$  dominent alors que dans la zone de recirculation on a un phénomène à  $40Hz$  environ ( $\Leftrightarrow St = 0.05$ ). On peut penser que ces fluctuations sont associées au pompage du bulbe (Berger *et al* 1990 [10]).

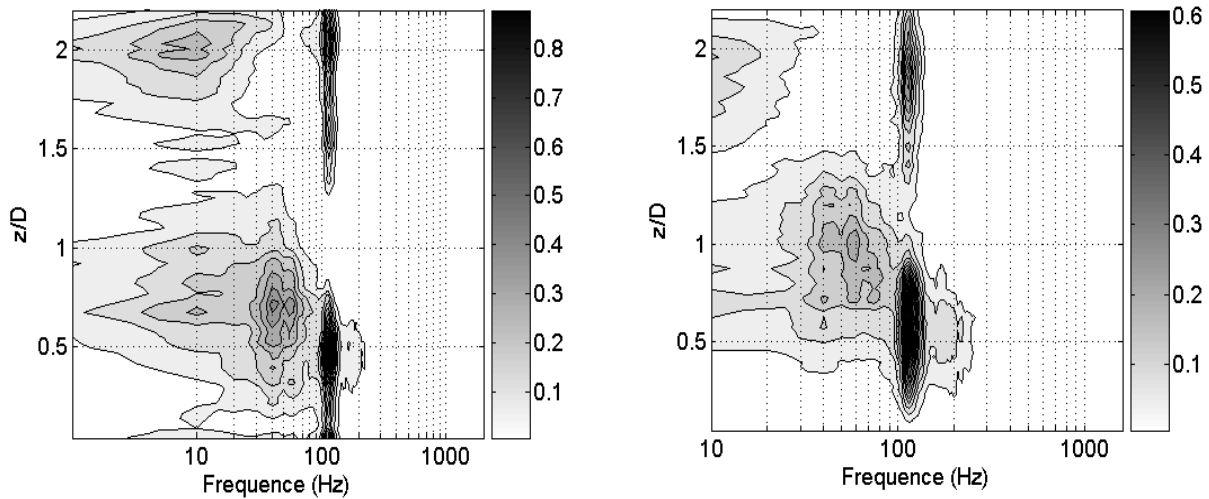


FIG. 6.45 – *DSP* de vitesse reconstruite à travers la ligne verticale  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.75$  : (gauche)  $u_c$  ; (droite)  $w_c$

De la même façon, on cherche à analyser l'influence de la prise en compte des termes quadratiques sur la vitesse estimée en traçant les spectres des composantes de vitesse estimée au même point *A*. Ils sont tracés figure 6.46. Une augmentation très nette de la contribution haute fréquence est observée. Cette contribution peut être associée aux structures turbulentes portées par le sillage. Comme nous l'avons précisé précédemment, ce résultat est sujet à question quant à la convergence des moments d'ordres 3 et 4 présents dans la matrice de corrélation utilisée pour l'estimation de type *ST – QSE*.

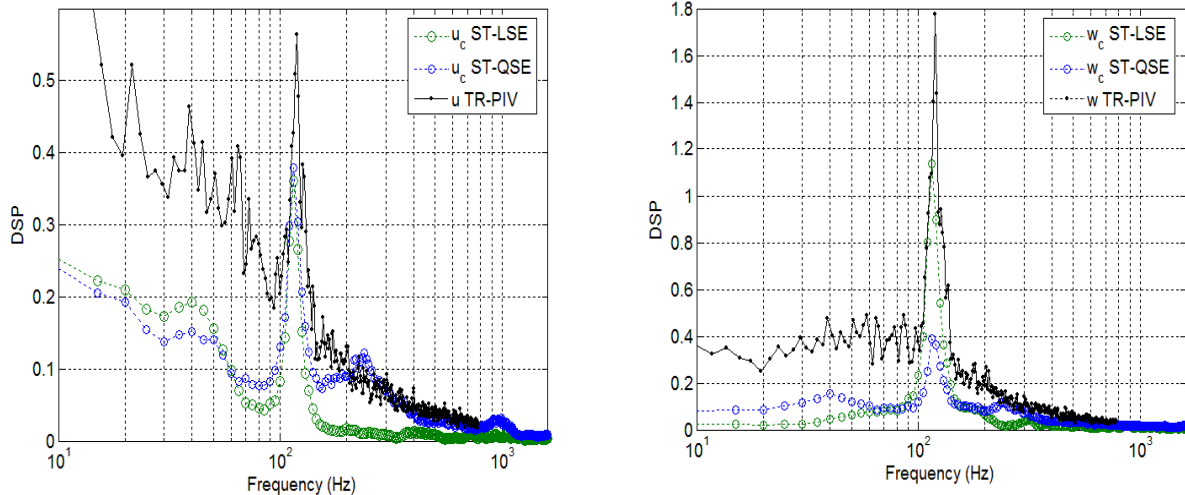


FIG. 6.46 – Spectres de vitesse reconstruite au point  $A$  pour  $H/D = 0.75$  : (gauche)  $u_c$  ; (droite)  $w_c$

## 6.4 Identification des structures d'écoulement corrélées à la pression

L'objectif de cette partie est d'identifier des structures cohérentes dans le sillage du disque et de comprendre leur lien avec la signature en pression. On sait que les méthodes de type moyenne conditionnelle permettent de sélectionner certaines réalisations du champ de vitesse pour observer les structures d'un sillage. Pour les écoulements turbulents, présentant un caractère périodique, l'étude bibliographique nous a aussi montré qu'il est possible de réaliser des moyennes de phase. Ces méthodes peuvent être conjuguées à des méthodes d'estimations stochastiques pour caractériser le lien entre la structure cohérente identifiée et le signal de pression.

Dans cette partie ce principe est appliqué à des mesures synchronisées de pression pariétale et de vitesse mesurée dans le plan de symétrie. Pour l'écoulement tridimensionnel du sillage du disque, on verra qu'il sera nécessaire d'imposer des conditions strictes pour observer des structures cohérentes.

### 6.4.1 Séparation des différentes phases du lâcher tourbillonnaire

Nous avons vu précédemment que l'analyse *POD* avec approche spatio-temporelle réalisée sur les capteurs de pression de la ligne axiale permet d'obtenir la phase du lâcher tourbillonnaire. La sélection des capteurs situés sur la ligne axiale est motivée par le fait que l'interaction est prépondérante en termes d'énergie sur la ligne axiale et que la direction d'advection privilégiée dans cette configuration est l'axe longitudinal. L'écoulement étudié étant tridimensionnel, on souhaite tester si la ligne axiale de capteurs est suffisante pour capter les fluctuations du sillage dans toutes les directions en comparant les résultats ainsi obtenus avec ceux d'une analyse *POD* réalisée sur 22 capteurs. On utilise ici les données couplées de pression avec les mesures *HS-PIV*. Les 22 capteurs correspondent à la même ligne axiale (10 capteurs de  $x/D = 1.74$  à  $x/D = 3.74$ ) qu'on complète par une ligne transversale de 13 capteurs en  $x/D = 2.74$  et  $-1.3 < y/D < 1.3$  (figure 5.33). Les évolutions temporelles des coefficients aléatoires  $a_1$  et  $a_2$  sont comparées pour les deux configurations de capteur sur la figure 6.47. On s'aperçoit que les évolutions sont très proches, c'est pourquoi par la suite on utilisera les capteurs de la ligne axiale pour déterminer la phase  $\phi_{a_1-a_2}$  du lâcher tourbillonnaire.

L'étude bibliographique nous a montré qu'il est possible d'utiliser cette phase pour réaliser des moyennes de phase du champ de vitesse pour des obstacles bidimensionnels de type cylindre « infini ». Dans ce cas l'analyse *POD* est réalisée sur la base du champ de vitesse mesuré par *PIV* (Perrin *et al* 2007 [63] et Michard et Favelier 2006 [57]). L'évolution temporelle des  $a_1$  et  $a_2$  montre une

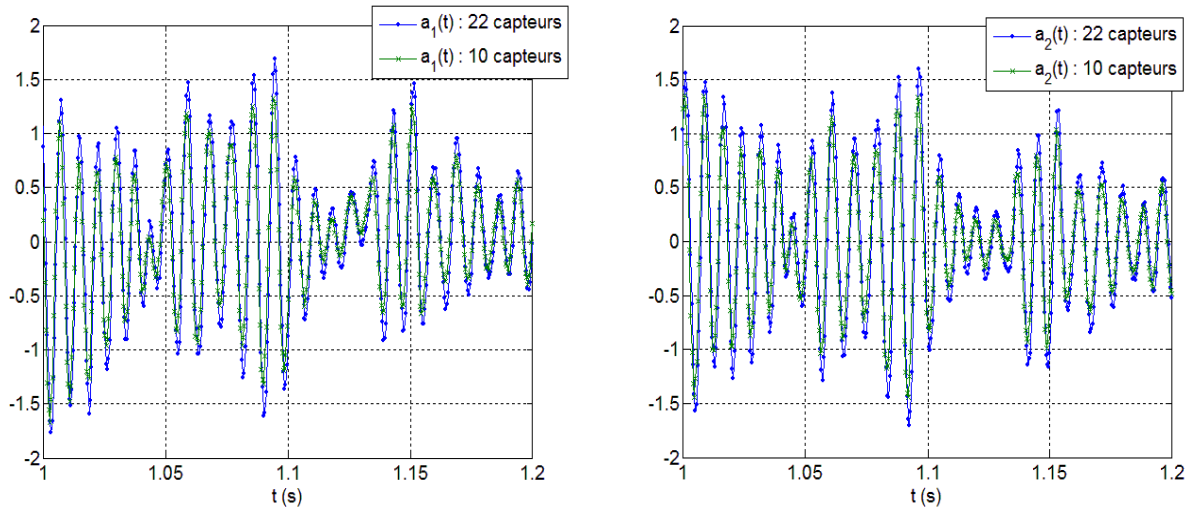


FIG. 6.47 – Comparaison des coefficients aléatoires calculés à partir d'une analyse *POD* spatio-temporelle sur 10 ou 22 capteurs pour  $H/D = 0.75$  : (gauche)  $a_1$  ; (droite)  $a_2$ .

amplitude quasi-constante hormis certaines phases d'intermittence dues au niveau de turbulence de l'écoulement. La représentation en nuage de points dans le plan  $(a_1; a_2)$  fait apparaître un anneau qui est caractéristique d'un écoulement périodique. Une analyse *POD* sur la base des champs de vitesse dans un plan est impossible dans le sillage du disque fortement tridimensionnel. Cependant, on dispose de la mesure de pression pariétale multicapteur synchronisée avec la mesure de vitesse. À la différence des mesures de vitesse dans le plan de symétrie, la signature en pression fluctuante à la paroi capte une grande partie des fluctuations du sillage. On vient d'ailleurs de voir que la phase du lâcher tourbillonnaire est représentée par les deux premiers coefficients aléatoires. Par conséquent, je propose ici de réaliser la moyenne de phase des champs de vitesse à partir de la phase déterminée sur le signal de pression.

L'évolution temporelle de la phase est ainsi calculée à partir de l'expression suivante :

$$\phi_{a_1-a_2} = \arctan\left(\frac{\sqrt{\lambda_1} a_2}{\sqrt{\lambda_2} a_1}\right)$$

où  $\lambda_1 = \langle a_1^2 \rangle$  et  $\lambda_2 = \langle a_2^2 \rangle$ .

On représente sur la figure 6.48 l'évolution temporelle de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$  superposée aux coefficients  $a_1$  et  $a_2$ . La phase  $\phi_{a_1-a_2}$  évolue bien entre  $[0; 2\pi]$  et l'amplitude des  $a_1$  et  $a_2$  est fortement modulée pour cet écoulement tridimensionnel. La modulation d'amplitude vient certainement du fait que les réalisations associées à un battement transversal ont un impact moins marqué sur la signature en pression pariétale que les réalisations associées à un battement vertical. La représentation en nuage de point dans le plan  $(a_1, a_2)$  montre ainsi que la répartition des points est plus proche du disque que de l'anneau (figure 6.49).

L'objectif étant d'identifier des structures cohérentes dans le plan de symétrie, il va être nécessaire d'effectuer une sélection stricte des phases où le battement du sillage associé aux structures cohérentes est marqué dans ce plan. Ces phases correspondent aux phases d'amplitude importante pour les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  puisqu'un battement avec une forte composante verticale a une signature en pression plus importante qu'un battement avec une forte composante horizontale. L'évolution temporelle de  $a_1$  et  $a_2$  (figure 6.48) reflète une évolution fortement périodique avec une importante modulation d'amplitude. Un filtrage simple consiste à sélectionner des périodes proches de la période de lâcher ( $St = 0.145$ ) avec une énergie suffisamment grande tout au long du cycle. Le filtrage est alors à la fois temporel et

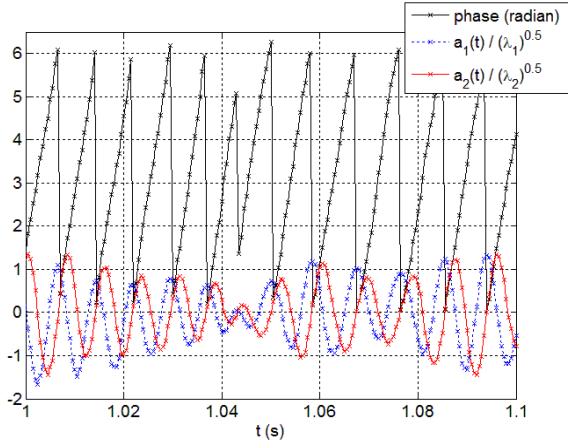


FIG. 6.48 – Evolutions temporelles de  $a_1$  et  $a_2$  superposées à  $\phi_{a_1-a_2}$ .

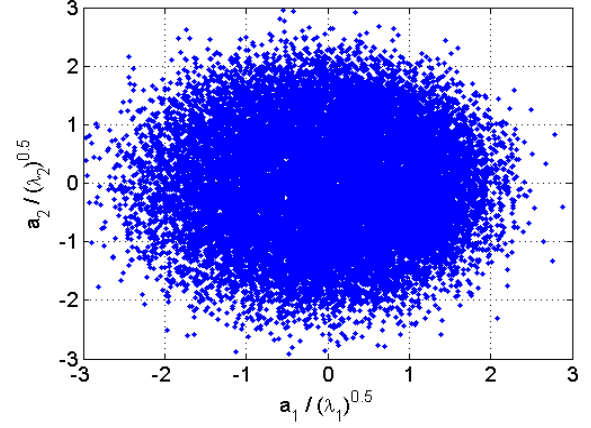


FIG. 6.49 – Représentation en nuage de points dans le plan  $(a_1; a_2)$ .

énergétique.

Intéressons nous tout d'abord à la méthode de filtrage sur l'énergie associée à l'amplitude des coefficients  $a_1$  et  $a_2$ . On cherche à relier cette amplitude à l'énergie du signal de pression. L'énergie  $E$  du signal de pression à l'instant  $t$  sur  $N_{capt}$  capteurs vaut :

$$E(t) = \sum_{i=1}^{N_{capt}} p^2(x_i, t) = \sum_{i=1}^{N_{capt}} \left( \sum_{m=1}^{N_{POD}} a_m(t) \Phi^m(x_i) \right) \times \left( \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_n(t) \Phi^n(x_i) \right)$$

avec  $N_{POD}$  le nombre de modes  $POD$ .

Etant donné que  $a_1$  et  $a_2$  ne sont que fonction du temps,

$$E(t) = \sum_{m=1}^{N_{POD}} \sum_{n=1}^{N_{POD}} a_m(t) \cdot a_n(t) \left( \sum_{i=1}^{N_{capt}} \Phi^m(x_i) * \Phi^n(x_i) \right)$$

De plus  $\sum_{i=1}^{N_{capt}} \Phi^m(x_i) * \Phi^n(x_i) = \delta_{mn}$ , donc :

$$E(t) = \sum_{m=1}^{N_{POD}} a_m^2(t)$$

À un instant  $t$  donné, l'énergie du signal est donc donnée par la somme des carrés des coefficients aléatoires. L'énergie moyenne sur l'ensemble des capteurs est ainsi :

$$\langle E(t) \rangle = \left\langle \sum_{m=1}^{N_{POD}} a_m^2(t) \right\rangle = \sum_{m=1}^{N_{POD}} \langle a_m^2(t) \rangle = \sum_{m=1}^{N_{POD}} \lambda_m(t)$$

Dans le plan  $(a_1; a_2)$  (figure 6.49),  $\sqrt{a_1(t)^2 + a_2(t)^2}$  est la distance  $d$  qui sépare la réalisation à  $t$  de l'origine  $(0;0)$  et  $\sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}$  est la valeur rms  $\sqrt{\langle d^2 \rangle}$ . Le critère basé sur l'énergie des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  consiste à retirer les réalisations qui ne sont pas suffisamment énergétiques, ce qui revient à retirer les réalisations trop proches de l'origine  $(0;0)$ .

On calcule la valeur  $rms \sigma_d = \sqrt{\langle (d - \langle d \rangle)^2 \rangle}$  qui est l'écart moyen des réalisations à la distance moyenne  $\langle d \rangle$ . On exclut donc les réalisations qui sont à l'intérieur du cercle de rayon  $R = \langle d \rangle - \sigma_d$ . Le calcul de  $\sigma_d$  nous donne  $\sigma_d = 0.38 \times \langle d \rangle$  d'où l'expression du critère sur l'énergie :

*Critère sur l'énergie :*

$$\sqrt{a_1(t)^2 + a_2(t)^2} > 0.6 \times \sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}$$

Ce critère énergétique est conjugué à un critère sur la période des variations de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$ . On sélectionne l'ensemble des blocs temporels  $k$  de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  ( $k \in \mathcal{N}$ ) où la phase varie de 0 à  $2\pi$  (figure 6.48) et on retire les blocs  $k$  dont la période  $T_k$  est trop éloignée de la période  $T = 1/115 = 8.6ms$  détectée sur la *DSP* (figure 6.36). Le critère temporel repose aussi sur la valeur  $rms \sigma_T$  de la période des blocs sélectionnés :  $\sigma_T = 0.18 \times T$ .

*Critère sur la période :*

$$T - 2 \times \sigma_T < T_k < T + 2 \times \sigma_T$$

On conjugue les critères énergétiques et temporels pour effectuer la sélection des blocs utilisés pour le calcul des moyennes de phase.

*Critère global : combinaison des critères temporel et énergétique*

Les blocs sont sélectionnés si leur période  $T_k$  respecte le critère sur la période et si chacun des éléments du bloc respecte le critère sur l'énergie.

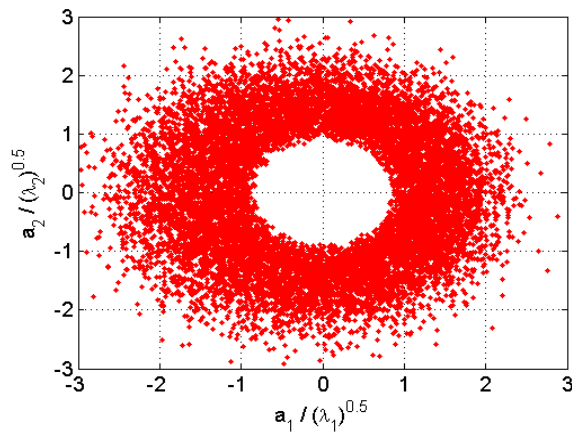


FIG. 6.50 – Représentation en nuage de point dans le plan  $(a_1; a_2)$  des réalisations filtrées.

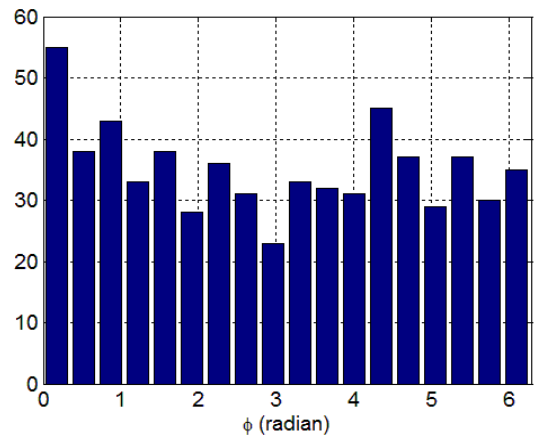


FIG. 6.51 – Histogramme des décalages temporels adimensionnés :  $[t/T - E(t/T)] \times 2\pi$

La figure 6.50 représente les réalisations filtrées par le critère global. Le pourcentage de champs conservés pour le calcul des moyennes conditionnelles est de 60.3%. On observe bien que les réalisations ne respectant pas le critère sur l'énergie sont exclues.

Il est maintenant possible d'étudier les statistiques des réalisations filtrées. On divise les  $360^\circ$  de la phase en 18 blocs de  $20^\circ$ . L'évolution de l'écoulement pourra être décrite à l'aide de 18 moyennes conditionnelles de vitesse ou de pression.

On cherche à comprendre si le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire est strictement périodique. Pour des écoulements avec de tels nombres de Reynolds, on sait que l'écoulement est marqué par des phases d'intermittence où le processus de lâcher tourbillonnaire disparaît (Hudy *et al* 2007 [40], Perrin *et al* 2007 [64]). Lors de telles phases, en aval de la marche descendante, Hudy *et al* 2007 [40] observent des profils de pression avec niveaux beaucoup plus faibles. De même, Perrin *et al* 2007 [64] observent des niveaux de pression faibles à la surface du cylindre « infini » lors de ces phases. Dans notre cas, nous avons attribué la modulation d'amplitude des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  à la différence d'impact sur la pression pariétale des battements transversaux et verticaux du sillage, mais l'intermittence de l'écoulement peut aussi avoir son importance.

Après une phase d'intermittence, on peut penser que la référence de phase du phénomène périodique a disparu. Afin de vérifier cela, on rassemble toutes les phases sélectionnées par le critère global et on analyse les décalages temporels  $t$  par rapport à une référence de phase unique  $t = t_0$  placée au début de chaque essai. Pour une périodicité stricte et sur toute la durée de l'essai, il y aurait égalité entre la phase déterminée par la méthode présentée ici et la phase déterminée en référence à  $t = t_0$  par :

$$\Phi_{t_0} = 2\pi \left[ \frac{t - t_0}{T} - E\left(\frac{t - t_0}{T}\right) \right]$$

avec  $E(t/T)$  la partie entière de  $t/T$ .

Pour la phase  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ , on trace l'histogramme de l'ensemble des réalisations  $\Phi_{t_0}$  (figure 6.51). On observe une équirépartition des phases  $\Phi_{t_0}$  sur  $[0; 2\pi]$  qui tend à montrer qu'après une phase d'intermittence, la référence de phase du phénomène périodique a disparue.

Une telle observation souligne l'impossibilité de réaliser des moyennes de phase classiques à l'aide d'une mesure ponctuelle et d'une référence de phase unique dans des écoulements complexes turbulents. La détection du signal dominant par la *POD* permet de sélectionner les phases organisées et énergétiques de l'écoulement.

#### 6.4.2 Structures cohérentes du sillage - Moyennes de phase des champs de vitesse et de pression

Afin de présenter les moyennes de phase des champs de vitesse et de pression, on pose tout d'abord le problème de manière analytique. On peut écrire la décomposition *RANS* pour chacune des composantes de la vitesse ( $U$  est donné en exemple) et la pression pariétale :

$$U(t) = \langle U(t) \rangle + u(t)$$

$$P(t) = \langle P(t) \rangle + p(t)$$

Chaque réalisation  $U(t)$  est maintenant décomposée en une moyenne de phase  $\tilde{U}(\phi_{a_1-a_2}(t))$  et une fluctuation  $u''(t)$  :

$$U(t) = \tilde{U}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + u''(t)$$

De même pour  $P(t)$  :

$$P(t) = \tilde{P}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + p''(t)$$

On utilise une seconde décomposition qui permet de mettre en évidence les mouvements fluctuants cohérents à une phase donnée :

$$U(t) = \langle U(t) \rangle + \tilde{u}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + u''(t)$$

$$P(t) = \langle P(t) \rangle + \tilde{p}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + p''(t)$$

On observe les moyennes conditionnelles du champ de vitesse calculées à partir de certaines phases du lâcher tourbillonnaire ( $\phi = [0; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$ ) sur les figures 6.52 et 6.53. Les niveaux représentés correspondent aux fluctuations de vitesse mesurées dans le plan de symétrie :  $\langle u''^2 \rangle + \langle w''^2 \rangle$ . L'écoulement présente des caractéristiques très différentes en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ . Les lignes de courant mettent difficilement en évidence les structures cohérentes associées au lâcher tourbillonnaire. D'importantes fluctuations de vitesse sont de plus observées dans les zones où les structures cohérentes sont susceptibles d'être détectées.

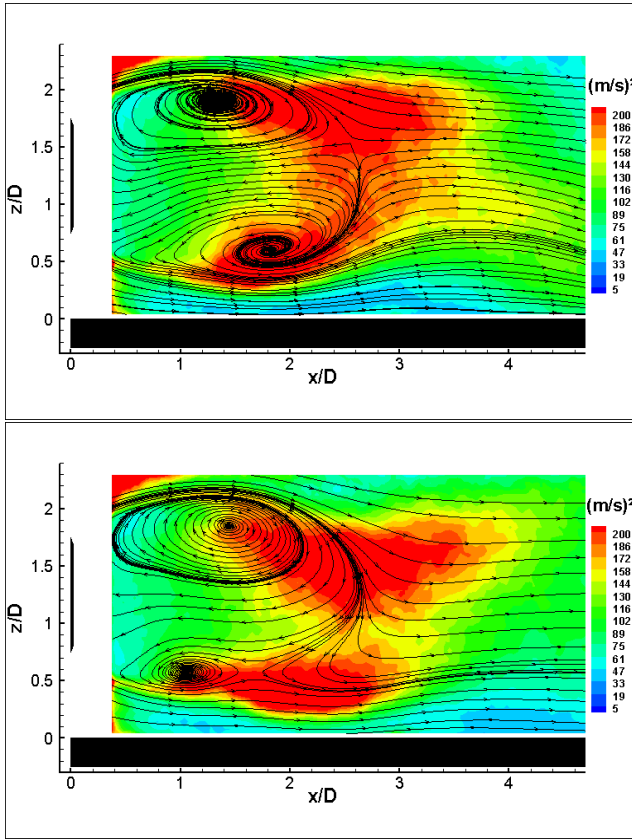


FIG. 6.52 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ . Niveaux :  $\langle u''^2 \rangle + \langle w''^2 \rangle$ .

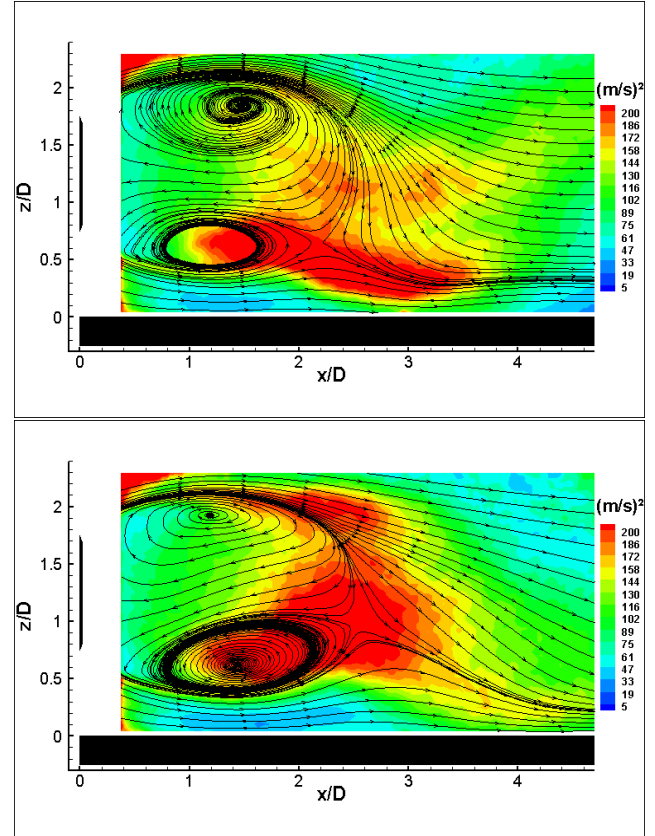


FIG. 6.53 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ . Niveaux :  $\langle u''^2 \rangle + \langle w''^2 \rangle$ .

Afin de faire ressortir les structures cohérentes, on calcule les champs de vorticité transverse adimensionnée ( $\omega_y \times D/U_\infty = (\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x}) \times D/U_\infty$ ) pour chacune des phases, qu'on superpose aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  ( $2/\pi$  et  $-2/\pi$  obtenues pour un rayon égal à deux fois la dimension d'une maille *PIV*, Berson *et al* 2009 [12]). Les figures 6.54 et 6.55 montrent ainsi que pour  $\phi_{a_1-a_2} \sim 0^\circ$ , une structure est lâchée de la couche cisailée inférieure. Lorsque  $\phi_{a_1-a_2}$  augmente, cette structure est convectée vers l'aval. Dans la couche cisailée supérieure pour  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ , la structure cohérente de la couche cisailée supérieure se développe sur place (vers  $1 < x/D < 2$ ) puis est lâchée pour  $\phi_{a_1-a_2} \sim 180^\circ$ . On remarque toutefois que la structure lâchée de la partie supérieure du sillage est moins bien mise en évidence par les moyennes conditionnelles que celle lâchée de la partie inférieure.

De la même façon, la structure cohérente de la couche cisailée inférieure grandit sur place (vers  $1 < x/D < 2$ ) pour  $180^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 360^\circ$ . Lorsque cette structure est lâchée, elle entre en interaction

avec la paroi et une zone de vorticité negative apparaît proche de la paroi en aval de la structure. La seule source possible de vorticité est la vorticité negative provenant de la couche limite se développant sur la paroi. Ces observations sont cohérentes avec les champs de cisaillement  $\langle u'' . w'' \rangle$  présentés sur les figures 6.56 et 6.57. Une zone de fort étirement existe entre les zones de forte vorticité.

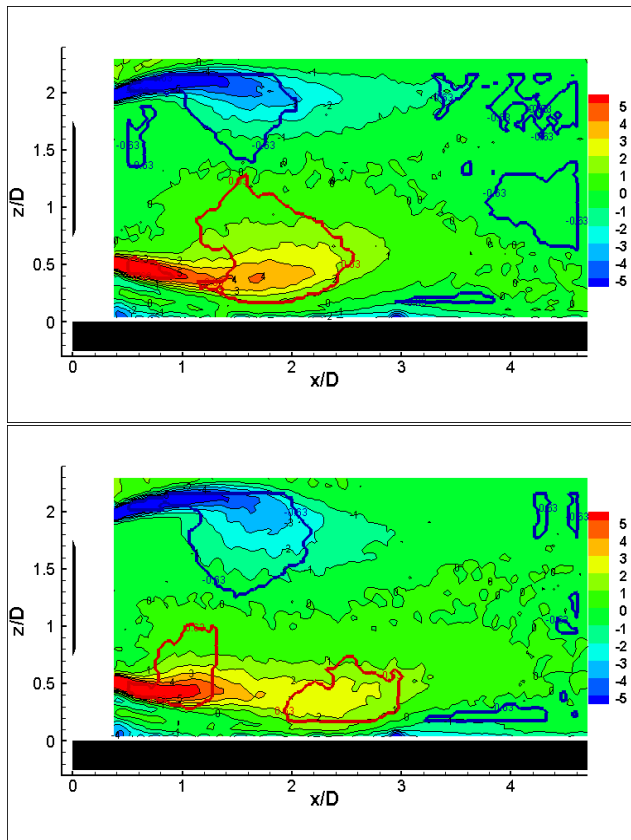


FIG. 6.54 – Champ de vorticité  $\omega_y * D/U_\infty$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$  ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

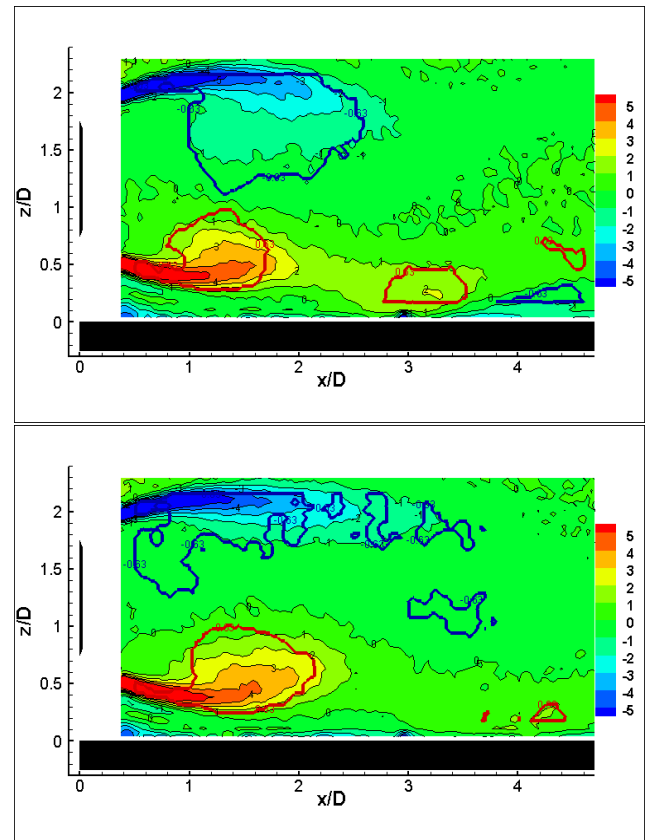


FIG. 6.55 – Champ de vorticité  $\omega_y * D/U_\infty$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$  ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

On peut aussi noter que l'interaction de la structure cohérente de la couche cisailée inférieure avec la paroi semble être très marquée avec une modification de l'écoulement autour de la structure convectée. Nous allons maintenant nous intéresser aux profils longitudinaux de pression conditionnés par la phase du lâcher tourbillonnaire.

On représente sur les figures 6.58 et 6.59 les profils de pression fluctuante conditionnelle  $\tilde{p}$ . Ces profils représentent l'écart par rapport au profil de pression moyenne qui est donné figure 6.26. On observe clairement des caractéristiques différentes en fonction de la phase du lâcher. L'étude des corrélations vitesse/vitesse et pression/vitesse nous a permis de comprendre les mécanismes pilotes de l'interaction pour cette configuration  $H/D = 0.75$ . On a notamment montré que l'écoulement externe quasi-statique induit sous la bulle de recirculation moyenne une relation en phase entre la pression en paroi et la position verticale  $z_L(x, t)$  de la couche cisailée inférieure.

On vérifie cette analyse en se plaçant au point  $x/D = 1.74$  et en comparant les évolutions de  $z_L$  et de la pression fluctuante  $\tilde{p}$ . L'évolution de  $z_L$  est obtenue par intégration de la vitesse fluctuante cohérente  $\tilde{w}$  en  $(x/D; z/D) = (1.74; < z_L > = 0.45)$  (figure 6.60).



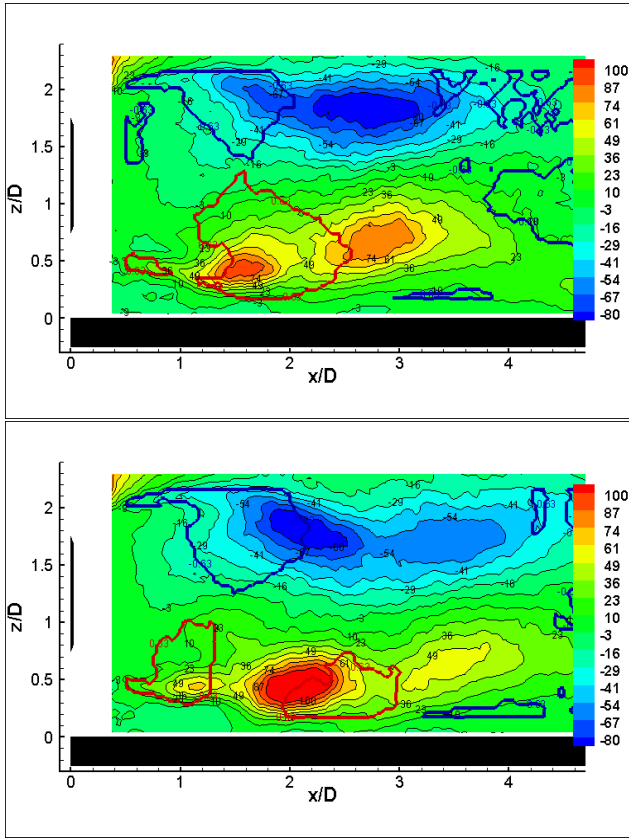


FIG. 6.56 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1 - a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1 - a_2} < 100^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

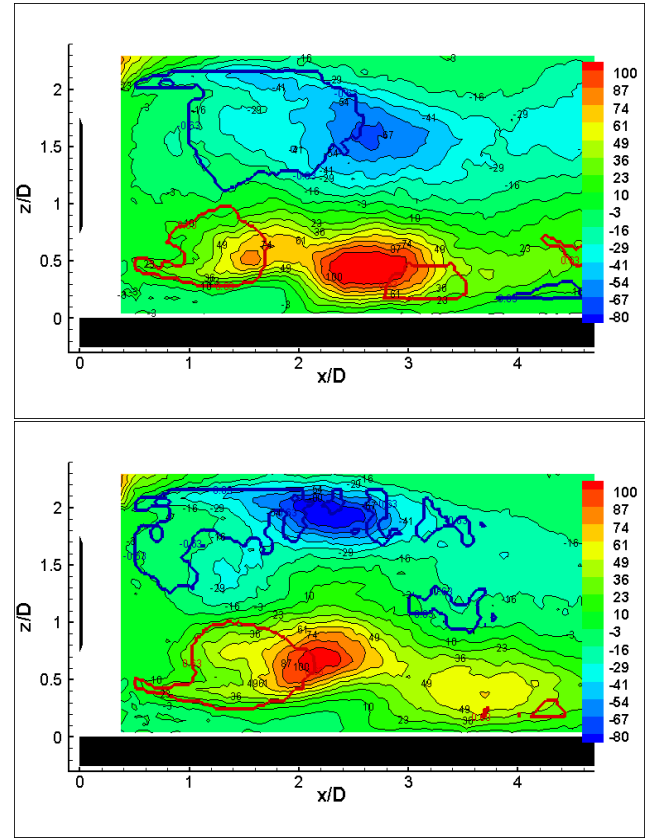


FIG. 6.57 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1 - a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1 - a_2} < 280^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

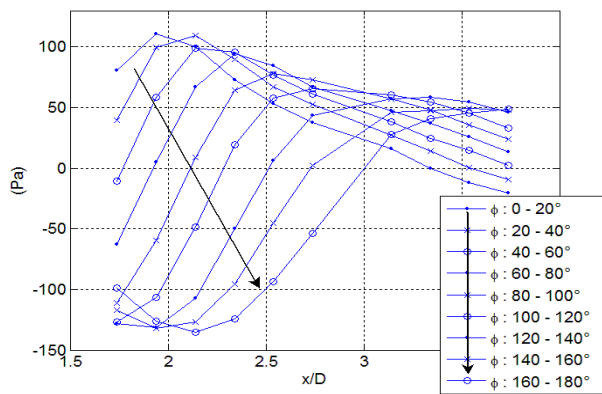


FIG. 6.58 – Evolution de  $\tilde{p}$  pour les différentes phases du lâcher tourbillonnaire.

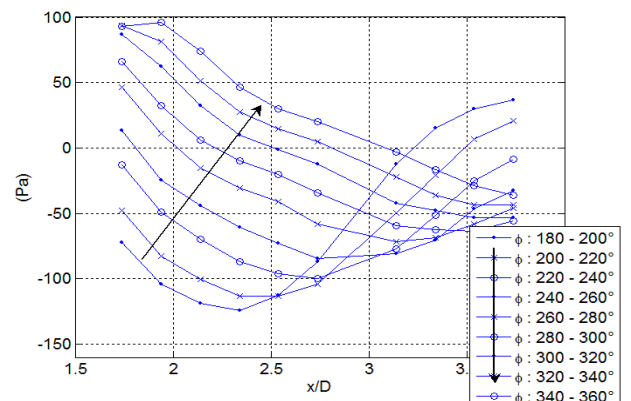


FIG. 6.59 – Evolution de  $\tilde{p}$  pour les différentes phases du lâcher tourbillonnaire.

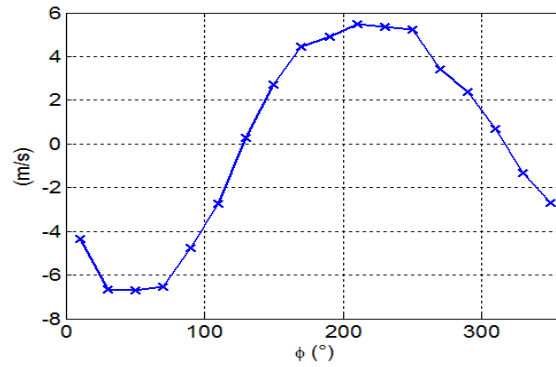


FIG. 6.60 – Evolution de  $\tilde{w}$  en  $\langle z_L(x/D = 1.74) \rangle$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

L'évolution de  $z_L$  (figure 6.61) montre que la position verticale de la couche cisailée inférieure est liée à la présence de la structure cohérente (figures 6.54 et 6.55). La couche cisailée et l'ensemble du sillage se rapprochent de la paroi lorsque la structure de la couche cisailée inférieure est lâchée pour  $\phi_{a_1-a_2} \sim 0^\circ$ . Le rapprochement de la couche cisailée inférieure est d'ailleurs amorcé légèrement plus tôt lorsque la structure devient très intense dans la couche cisailée ( $300^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 360^\circ$ ).

De même, la couche cisailée inférieure et l'ensemble du sillage s'éloignent lorsque la structure cohérente de la couche cisailée supérieure est lâchée pour  $\phi_{a_1-a_2} \sim 180^\circ$ . L'éloignement de la couche cisailée supérieure est aussi amorcé par l'intensification de la structure dans la couche cisailée supérieure ( $100^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ).

Il apparaît clairement que le positionnement de la couche cisailée inférieure est dû à la présence de la structure cohérente. C'est donc le lâcher tourbillonnaire qui pilote la modulation de l'écoulement externe et de la pression pariétale sous la bulle de recirculation moyenne. La comparaison de l'évolution de  $z_L$  en  $x/D = 1.74$  avec l'évolution de  $\tilde{p}$  en  $x/D = 1.74$  (figure 6.62) montre que les deux grandeurs sont bien en phase. On explique ainsi la relation de quadrature entre la fluctuation de vitesse  $w$  du sillage et la fluctuation de pression pariétale.

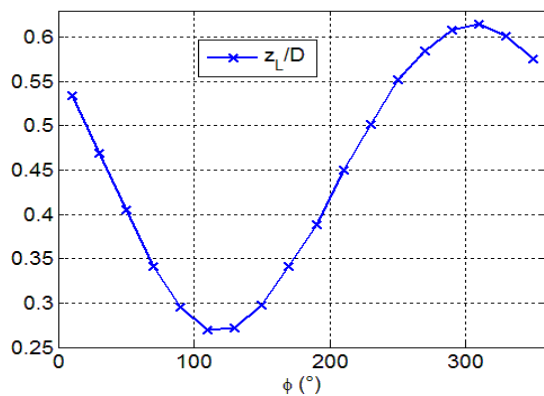


FIG. 6.61 – Evolution de  $z_L$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

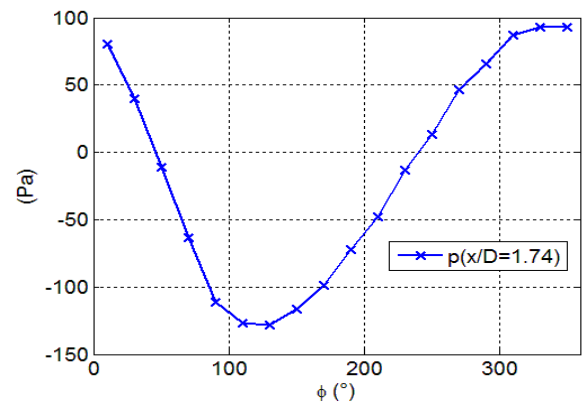


FIG. 6.62 – Evolution de  $\tilde{p}$  en  $x/D = 1.74$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

Par ailleurs, on a vu sur les champs de vorticité que l'interaction de la structure cohérente avec la paroi semble importante. Sous la bulle de recirculation, les fluctuations de pression sont principalement dues à la modulation de l'écoulement externe. Dans cette zone, on observe sur les figures 6.58 et 6.59 de fortes variations de  $\tilde{p}$  ce qui se traduit par un fort  $Cp'$  en  $x/D \sim 2$  (figure 5.32). Plus en aval, le niveau de fluctuation diminue (moins grandes variations de  $\tilde{p}$ ) et la modulation du profil de pression

semble être lié à la position longitudinale de la structure lâchée. Un gradient de pression fluctuante favorable s'installe en amont de la structure tandis qu'un gradient de pression fluctuante défavorable s'installe en aval de la structure. Pour mettre en évidence des conditions favorables à un décollement en paroi, les profils de  $\langle Cp \rangle$  en fonction de la phase seront présentés par la suite.

## Conclusion

Pour l'étude du sillage tridimensionnel du disque en interaction avec la paroi, les réalisations de l'écoulement avec des structures cohérentes dans le plan de symétrie ont été sélectionnées. Ces réalisations sont associées à un important déplacement vertical de la couche cisailée inférieure et de l'ensemble du sillage. Cela se traduit par de fortes variations de pression sur les capteurs de la ligne axiale. Au contraire, les battements du sillage parallèles à la paroi ne sont pas détectés sur les capteurs de pression de la ligne axiale. La décomposition *POD* appliquée sur les signaux de ces capteurs permet alors de séparer clairement les différentes réalisations en fonction de leur énergie et d'obtenir la phase du lâcher tourbillonnaire.

L'étude en parallèle des moyennes de phase de vitesse dans le plan de symétrie et des profils de pression conditionnés a alors permis une compréhension approfondie du lien pression/vitesse. La relation de quadrature entre pression et vitesse est bien expliquée par la relation en phase entre la position verticale du sillage et la pression. Ce sont les structures du sillage qui modulent l'écoulement externe sous la bulle de recirculation moyenne. Des phases de gradient de pression fluctuante favorable et défavorable sont observés de part et d'autre de la structure cohérente lâchée dans la partie inférieure du sillage. Cette observation sera analysée plus en détail par la suite.

On utilise maintenant l'estimation stochastique de type *ST - LSE* pour caractériser le lien entre les structures cohérentes et la signature en pression.

### 6.4.3 Caractérisation du lien entre structures de l'écoulement et la signature en pression

Les signaux de pression des différentes phases sont utilisés pour effectuer l'estimation stochastique et tenter de comprendre quels sont les liens entre les structures cohérentes et les fluctuations de pression en paroi. On effectue ici une comparaison directe entre l'estimé par *ST - LSE* et la moyenne conditionnelle. Si l'estimation est proche de la moyenne conditionnelle, c'est qu'un lien linéaire lie la vitesse et la pression pariétale Adrian (1977 [3], 1979 [4], 1996 [5]).

On trace ainsi les champs de vitesse corrélés au signal de pression fluctuant pour différentes phases du lâcher tourbillonnaire ( $\phi = [0; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$ ) sur les figures 6.63 et 6.64). Les évolutions des vitesses estimées en fonction de la phase sont proches des moyennes conditionnelles. Les figures 6.65 et 6.66 montrent l'évolution des vitesses estimées et conditionnées au niveau des points  $\langle z_L \rangle$ ,  $\langle z_U \rangle$  et  $A$ . Les mouvements cohérents du sillage sont très bien reconstruits quelle que soit la position dans le sillage proche. Les mouvements cohérents du sillage sont liés de manière linéaire à la pression fluctuante. On remarque aussi que le niveau des vitesses estimées est en moyenne très légèrement supérieur aux vitesses mesurées.

On souhaite aussi observer les fluctuations de vitesse  $\langle (u_c'')^2 \rangle$ ,  $\langle (w_c'')^2 \rangle$  et  $\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle$  associées à chacune des phases. On se place aux mêmes points  $\langle z_L \rangle$ ,  $\langle z_U \rangle$  et  $A$  et on trace les évolutions de  $\langle (u_c'')^2 \rangle$ ,  $\langle (w_c'')^2 \rangle$  et  $\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle$  en fonction de la phase du lâcher (figures 6.67, 6.68 et 6.69). On s'aperçoit que l'estimation des fluctuations  $\langle (u_c'')^2 \rangle$  et  $\langle (w_c'')^2 \rangle$  n'est pas bonne. Par ailleurs, l'estimation du cisaillement  $\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle$  semble être légèrement meilleure.

Pour permettre un point de vue plus global, on effectue pour chacune des phases une moyenne spa-

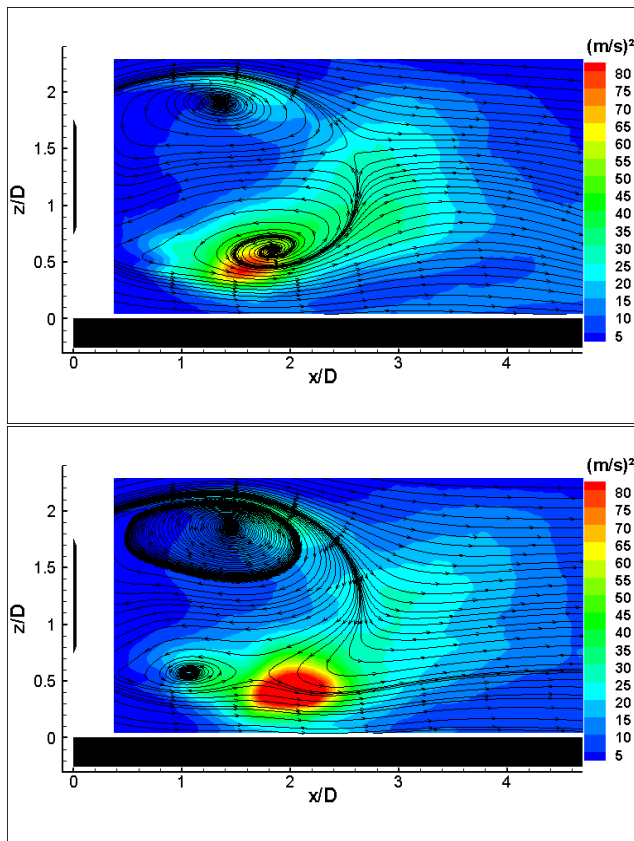


FIG. 6.63 – Estimation du champ de vitesse pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ . Niveaux :  $\langle (u''_c)^2 \rangle + \langle (w''_c)^2 \rangle$

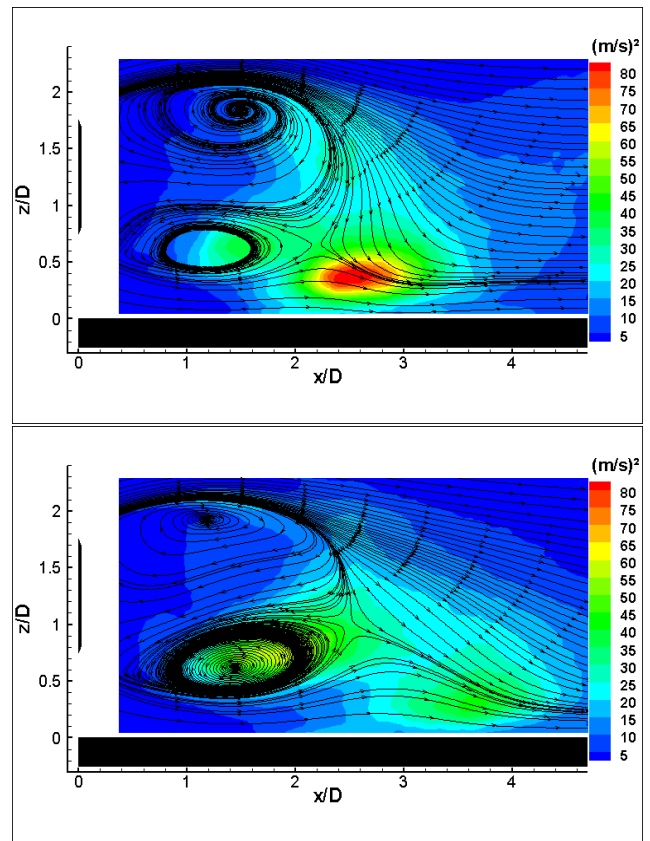


FIG. 6.64 – Estimation du champ de vitesse pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ . Niveaux :  $\langle (u''_c)^2 \rangle + \langle (w''_c)^2 \rangle$

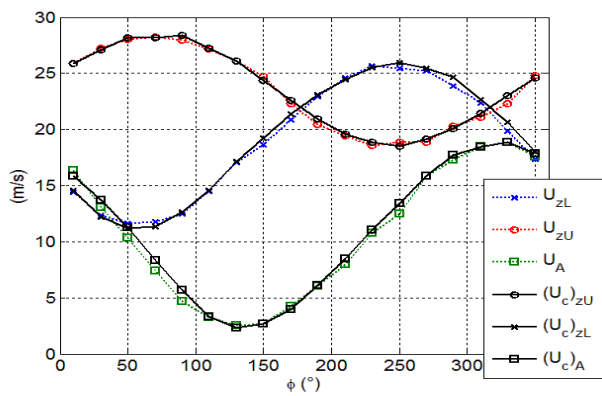


FIG. 6.65 – Evolution de  $\tilde{U}$  et  $\tilde{U}_c$  en  $\langle z_L(x/D = 1.74) \rangle$  et  $\langle z_U(x/D = 1.74) \rangle$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

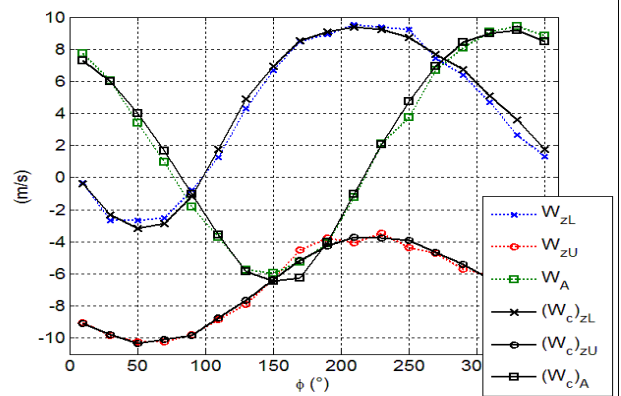


FIG. 6.66 – Evolution de  $\tilde{W}$  et  $\tilde{W}_c$  en  $\langle z_L(x/D = 1.74) \rangle$  et  $\langle z_U(x/D = 1.74) \rangle$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

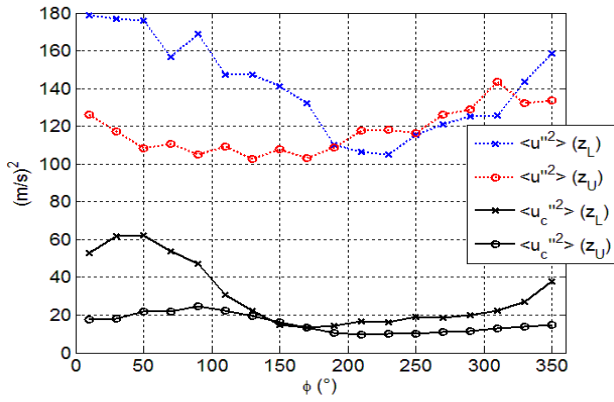


FIG. 6.67 – Evolution de  $\langle u'^2 \rangle$  et  $\langle u_c'^2 \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

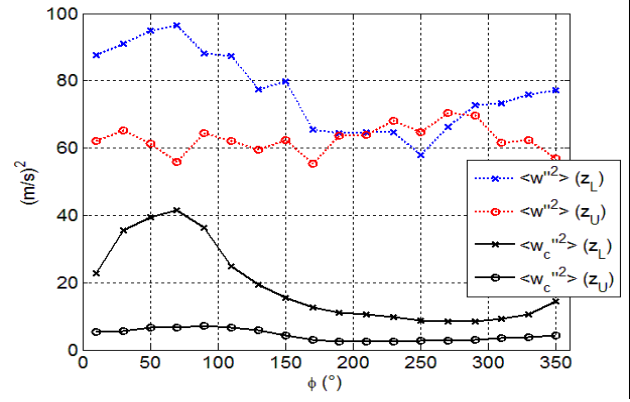


FIG. 6.68 – Evolution de  $\langle w'^2 \rangle$  et  $\langle w_c'^2 \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

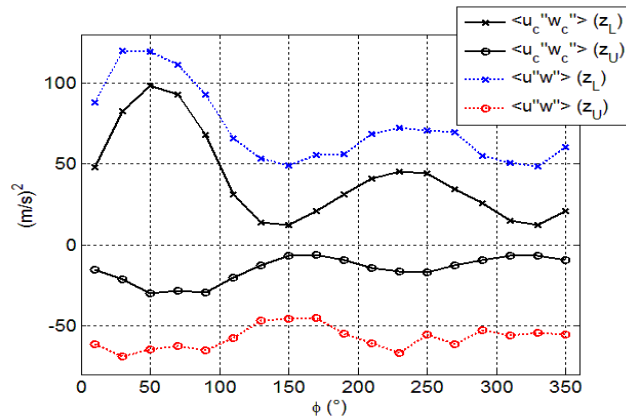


FIG. 6.69 – Evolution de  $\langle u' w' \rangle$  et  $\langle u_c' w_c' \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 1.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

tiale sur tout le domaine de mesure de vitesse des ratios  $\sqrt{\tilde{u}_c^2 + \tilde{w}_c^2} / \sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2}$ ,  $(\langle (u_c'')^2 \rangle + \langle (w_c'')^2 \rangle) / (\langle (u'')^2 \rangle + \langle (w'')^2 \rangle)$  et  $\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle / \langle u'' \cdot w'' \rangle$ .

Les données correspondant aux phases  $\phi = [0^\circ; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$  sont regroupées dans le tableau 6.2. On retrouve que pour chacune des phases, les mouvements d'ensemble  $\tilde{u}$  et  $\tilde{w}$  associés aux structures cohérentes et observés sur les moyennes conditionnelles de vitesse sont très bien estimés via  $ST - LSE$  avec cependant une légère surestimation. La légère surestimation des mouvements cohérents est certainement liée à l'erreur de mesure. La condition importante à vérifier est que l'énergie du signal estimé doit être inférieure à l'énergie du signal mesuré. On retrouve ainsi que les fluctuations de vitesse estimées  $\langle (u_c'')^2 \rangle$  et  $\langle (w_c'')^2 \rangle$  ont un niveau bien plus faible que les fluctuations mesurées. Le cisaillement est beaucoup mieux estimé ce qui est certainement dû au lien important entre le cisaillement et les structures cohérentes. Les fortes variations de niveau du cisaillement estimé et des autres grandeurs estimées ont pour cause le fait qu'on estime la vitesse à partir de capteurs de pression fixes qui sont plus ou moins près de la zone d'intérêt.

Une étude identique réalisée à l'aide de  $S - LSE$  est donnée dans le tableau 6.3 avec une détection plus faible des mouvements cohérents et des fluctuations de vitesse. La détection des mouvements cohérents n'est cependant pas du tout négligeable ce qui renforce d'autant plus l'idée d'un lien linéaire entre les mouvements cohérents et la pression pariétale.

	$0^\circ < \phi < 20^\circ$	$80^\circ < \phi < 100^\circ$	$160^\circ < \phi < 180^\circ$	$260^\circ < \phi < 280^\circ$
$\left\langle \frac{\sqrt{\tilde{u}_c^2 + \tilde{w}_c^2}}{\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2}} \right\rangle_{spatiale}$	103%	100%	101%	104%
$\left\langle \frac{\langle (u_c'')^2 \rangle + \langle (w_c'')^2 \rangle}{\langle (u'')^2 \rangle + \langle (w'')^2 \rangle} \right\rangle_{spatiale}$	10.7%	11.8%	11.1%	11.1%
$\left\langle \frac{\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle}{\langle u'' \cdot w'' \rangle} \right\rangle_{spatiale}$	51.8%	62.4%	67.7%	89.3%

TAB. 6.2 – Part des vitesses fluctuantes cohérentes et variances estimées par  $ST - LSE$  dans chacune des phases du battement

	$0^\circ < \phi < 20^\circ$	$80^\circ < \phi < 100^\circ$	$160^\circ < \phi < 180^\circ$	$260^\circ < \phi < 280^\circ$
$\left\langle \frac{\sqrt{\tilde{u}_c^2 + \tilde{w}_c^2}}{\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2}} \right\rangle_{spatiale}$	78.2%	65.4%	78.9%	66.4%
$\left\langle \frac{\langle (u_c'')^2 \rangle + \langle (w_c'')^2 \rangle}{\langle (u'')^2 \rangle + \langle (w'')^2 \rangle} \right\rangle_{spatiale}$	4.2%	6.4%	7%	5.2%
$\left\langle \frac{\langle u_c'' \cdot w_c'' \rangle}{\langle u'' \cdot w'' \rangle} \right\rangle_{spatiale}$	34.3%	39.0%	67.0%	42.5%

TAB. 6.3 – Part des vitesses fluctuantes cohérentes et variances estimées par  $S - LSE$  dans chacune des phases du battement

Les champs de vorticité et de cisaillement reconstruits par  $ST - LSE$  sont montrés sur les figures 6.70, 6.71, 6.72, 6.73. Les champs de vorticité estimés sont très proches des moyennes conditionnelles tandis que les champs de cisaillement sont plus éloignés. Ceci est en accord avec les observations faites par Hudy *et al* 2007 [40]. Ils précisent que l'estimation du cisaillement nécessite la prise en compte des termes quadratiques de pression.

#### 6.4.4 Identification de phases favorables à l'apparition du décollement

Les moyennes de phase de pression et de vitesse conjuguées aux estimations stochastiques du champ de vitesse ont permis une compréhension approfondie du lien pression/vitesse lors des différentes phases

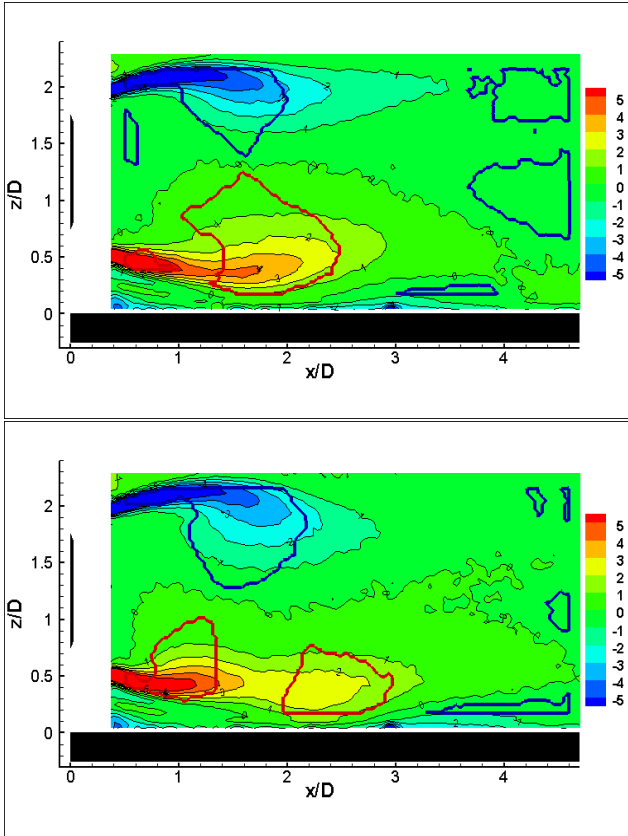


FIG. 6.70 – Champ de vorticité estimé par  $ST - LSE$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

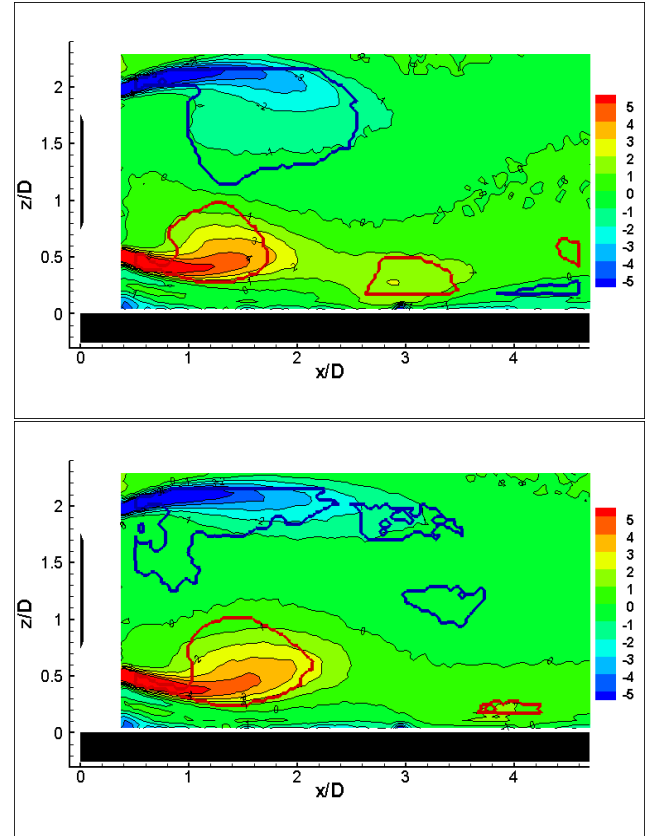


FIG. 6.71 – Champ de vorticité estimé par  $ST - LSE$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

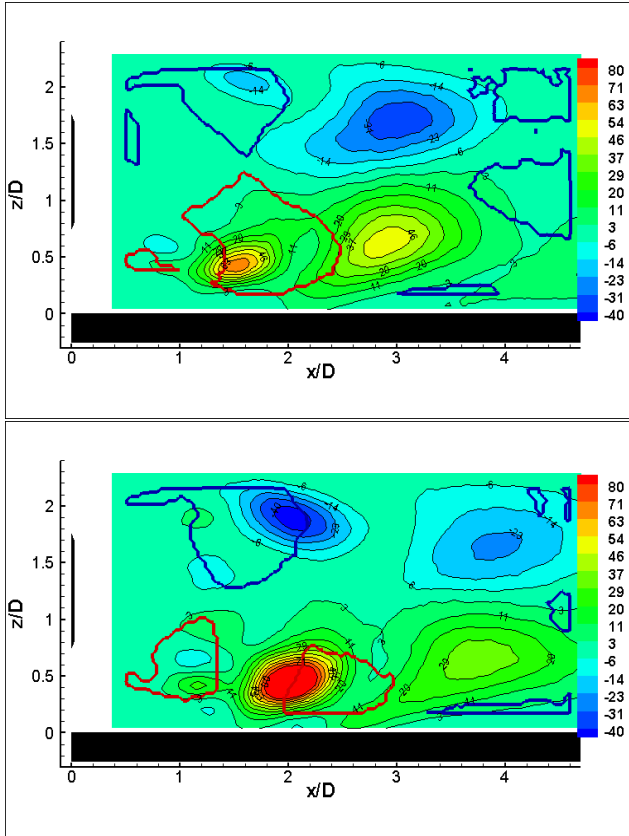


FIG. 6.72 – Champ de cisaillement estimé par  $ST - LSE$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$  ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

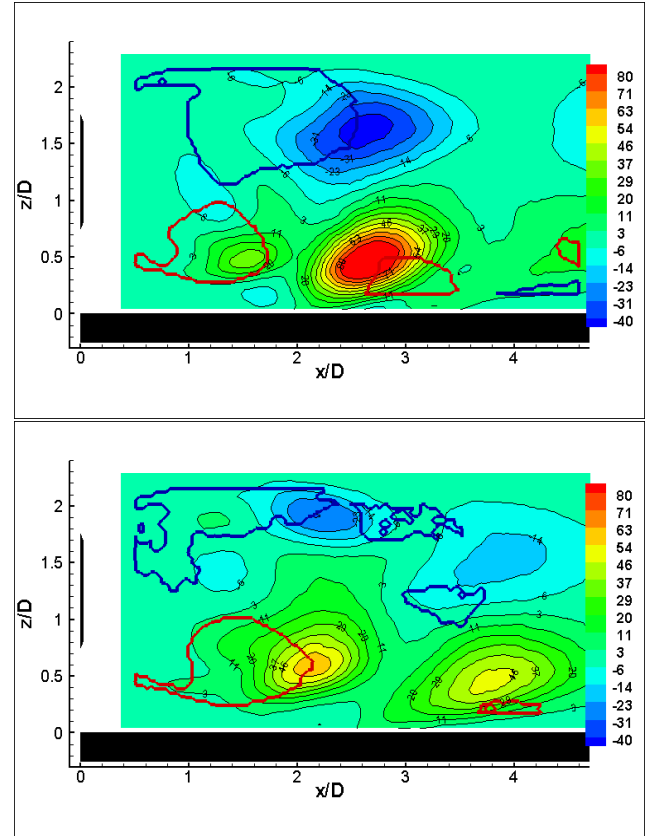


FIG. 6.73 – Champ de cisaillement estimé par  $ST - LSE$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$  ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$



du lâcher tourbillonnaire. On a pu voir dans le chapitre 5 qu'en rapprochant le disque de la paroi, un décollement instationnaire apparaît en paroi. Ce décollement s'accompagne de la disparition du battement vertical associé au lâcher tourbillonnaire. La transition entre l'écoulement dominé par le battement ( $H/D = 0.75$ ) et l'écoulement décollé ( $H/D = 0.3$ ) s'effectue de manière progressive avec une intermittence plus ou moins grande du décollement. Il existe un grand nombre de configurations intermédiaires avec coexistence des deux états. On montre ici pour  $H/D = 0.75$  que les conditions favorables à l'apparition du décollement sont présentes mais d'une intensité faible.

Les moyennes de phase des profils de pression fluctuante pariétale ont mis en évidence des gradients de pression fluctuante de part et d'autre de la structure lâchée dans la partie inférieure du sillage. On va chercher sur les profils de  $C_p$  conditionnés (figure 6.74) si ces phases correspondent à des gradients de  $C_p$  importants.

Tout d'abord, le profil de pression moyenne (figure 6.26) met en évidence un gradient de pression adverse qui est favorable à l'apparition d'un décollement. Ce gradient de pression est dû à la diminution de la pression sous le sillage associée à l'accélération du fluide suivie d'une phase de recompression. Les profils de  $C_p$  conditionnés montrent bien que certaines phases du lâcher sont plus favorables à l'existence du décollement. En effet, lorsque la structure vient impacter la paroi ( $\phi \sim 90^\circ$  sur la figure 6.54(bas)), le gradient de pression est le plus défavorable.

Ces observations peuvent être reliées avec celles faites par Naguib *et al* 2004 [60] qui ont pu constater l'apparition d'un décollement induit par l'interaction d'un tourbillon avec une paroi. A l'approche du tourbillon vers la paroi, ils ont constaté qu'un gradient de pression défavorable engendre un décollement. Dans notre cas, l'interaction de la structure cohérente avec la paroi accentue le gradient défavorable existant. On observe ainsi que le gradient de pression adverse maximum se décale vers l'aval lorsque la structure cohérente est convectée vers l'aval. L'interaction de la structure avec la paroi crée des conditions favorables à l'apparition du décollement.

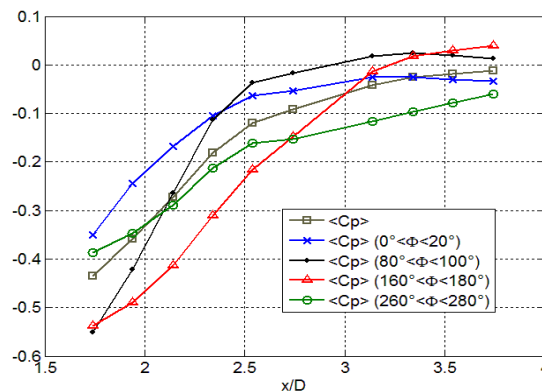


FIG. 6.74 – Moyenne conditionnelle de la pression pour différentes phases du lâcher tourbillonnaire. Niveaux :  $\tilde{P}$

Afin de comprendre comment la transition vers un décollement fixé en  $x/D = 2$  ( $H/D = 0.3$ ) s'effectue, une analyse similaire est réalisée dans une configuration intermédiaire ( $H/D = 0.5$ ) où le décollement en paroi coexiste avec le régime de battement.

#### Transition vers le décollement - Analyse d'une configuration intermédiaire : $H/D = 0.5$

La configuration  $H/D = 0.5$  est sélectionnée pour la comparaison car on a vu au chapitre 5 que c'est la dernière configuration la plus proche de la paroi où le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire existe encore. Pour une hauteur de disque encore plus faible, la décomposition d'énergie

par la *POD* ne serait donc plus dominée par les modes de battement et la détection de la phase serait impossible. On observe sur les statistiques de vitesse (figure 6.75) que le sillage s'est encore déplacé vers la paroi avec le rapprochement du point col de la paroi (point de fermeture de la bulle de recirculation moyenne). On observe aussi une augmentation du niveau de fluctuation de vitesse proche de la paroi sur la figure 6.76.

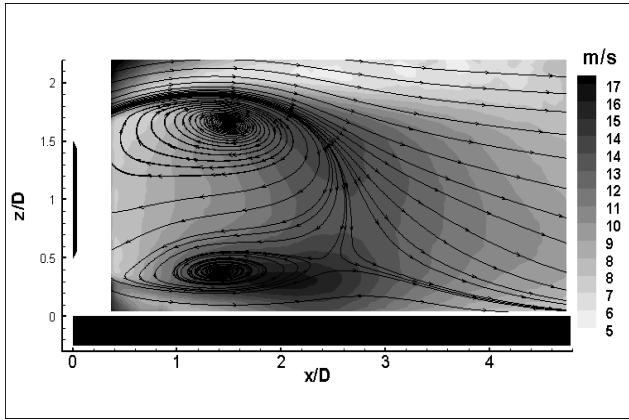


FIG. 6.75 – Statistiques de vitesse pour la configuration  $H/D = 0.5$  dans le plan de symétrie. Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle w^2 \rangle}$ .

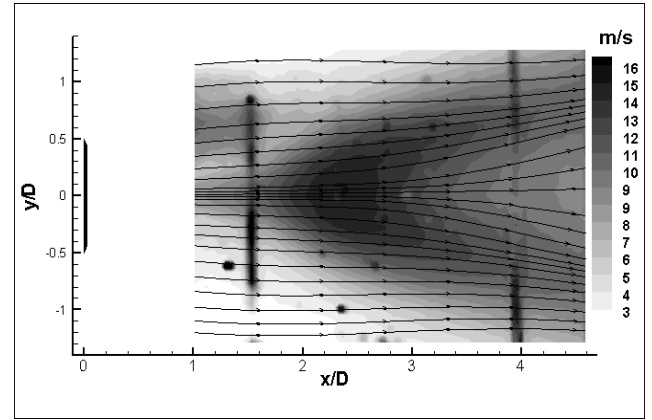


FIG. 6.76 – Statistiques de vitesse pour la configuration  $H/D = 0.5$  dans le plan de rasant. Niveaux :  $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$ .

On compile les profils de pression et pression fluctuante conditionnés par la phase du lâcher pour  $H/D = 0.5$  (figures 6.77 et 6.78). La méthode de détection de la phase est identique à la méthode employée pour  $H/D = 0.75$ . On applique un filtrage identique des réalisations avec un critère basé sur la période du lâcher et sur le niveau énergétique des réalisations. Le pourcentage de réalisations vérifiant le critère est de 55.6% ce qui est plus faible que celui obtenu pour  $H/D = 0.75$  (60.3%). On peut penser que cette diminution est due à la diminution de l'intensité du lâcher tourbillonnaire associé au rapprochement du disque. Pour les phases  $\phi = [0^\circ; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$ , on superpose les profils de pression conditionnés pour les configurations  $H/D = 0.75$  et  $H/D = 0.5$  (figures 6.79 et 6.80), puis on calcule les moyennes de phase du champ de vitesse pour obtenir les champs de vorticité (figures 6.81 et 6.82) et de cisaillement (figures 6.83 et 6.84).

Les profils de pression ont des allures proches pour les deux configurations  $H/D = 0.75$  et  $H/D = 0.5$  (figures 6.79 et 6.80). On remarque notamment que les gradients de pression fluctuants adresses maximum s'exercent lors des mêmes phases du battement. Ils sont cependant plus intenses et d call s vers l'amont pour la configuration  $H/D = 0.5$ . On remarque même, pour la phase  $\phi = 270^\circ$ , un gradient défavorable beaucoup plus marqué pour  $H/D = 0.5$ . On peut donc penser qu'en rapprochant le disque en  $H/D = 0.5$ , on favorise l'apparition du décollement et on tend vers l'apparition d'un décollement en  $x/D \sim 2$ .

Les champs de vorticité mettent clairement en évidence l'évolution de la structure cohérente de la couche cisailée inférieure au dessus de la paroi. En  $\phi \sim 0$ , la structure est lâchée de la couche cisailée inférieure et vient interagir avec la paroi pour  $\phi \sim 90^\circ$ . L'interaction semble intense car une zone de vorticité négative (issue de la couche limite) se développe en aval de la structure pour  $\Phi = 90^\circ$ . Contrairement à la configuration  $H/D = 0.75$ , la convection de la structure ne semble pas marquée puisqu'elle reste en  $x/D \sim 2.5$ . Ceci explique le gradient de pression adverse beaucoup plus marqué à  $H/D = 0.5$  qu'   $H/D = 0.75$  pour la phase  $\phi = 270^\circ$ .

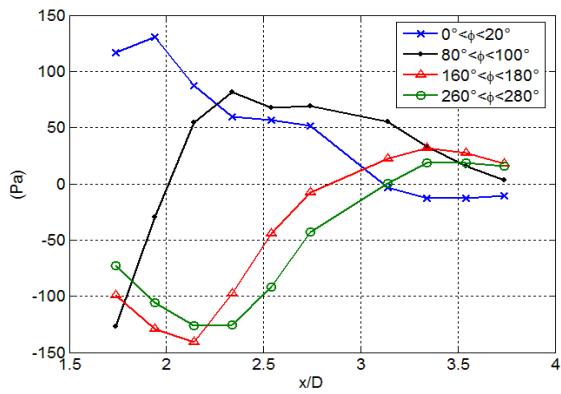


FIG. 6.77 – Moyenne conditionnelle du champ de pression fluctuant pour les phases  $\phi = [0^\circ; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$  avec  $H/D = 0.5$ . Niveaux :  $\tilde{p}(Pa)$

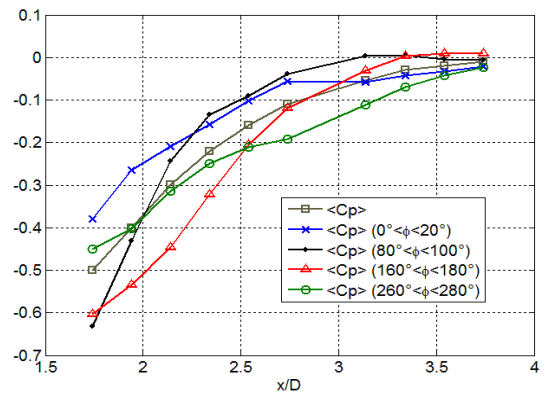


FIG. 6.78 – Moyenne conditionnelle du champ de pression pour les phases  $\phi = [0^\circ; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$  avec  $H/D = 0.5$ . Niveaux :  $\tilde{C}p$

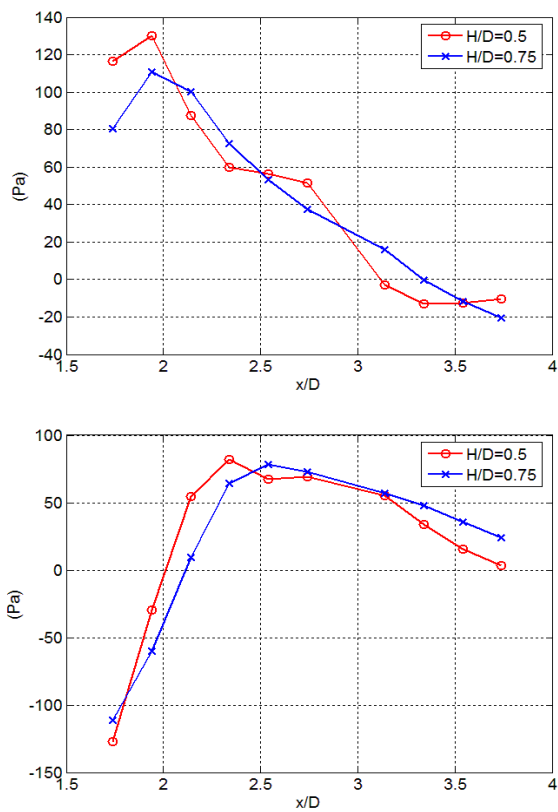


FIG. 6.79 – Moyenne conditionnelle du champ de pression fluctuant pour les phases : (haut)  $\phi = 0^\circ$  ; (bas)  $\phi = 90^\circ$ . Niveaux :  $\tilde{p}(Pa)$

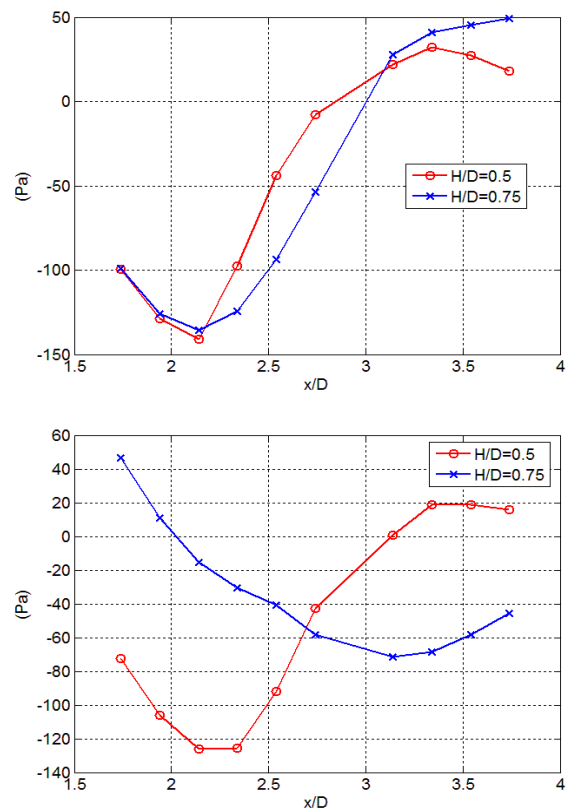


FIG. 6.80 – Moyenne conditionnelle du champ de pression fluctuant pour les phases : (haut)  $\phi = 180^\circ$  ; (bas)  $\phi = 270^\circ$ . Niveaux :  $\tilde{p}(Pa)$

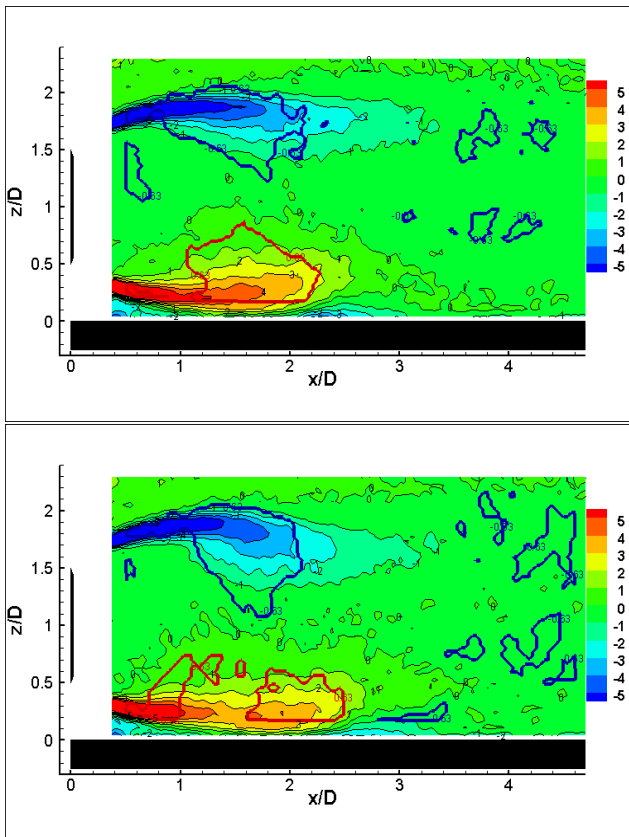


FIG. 6.81 – Champ de vorticité superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$  ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

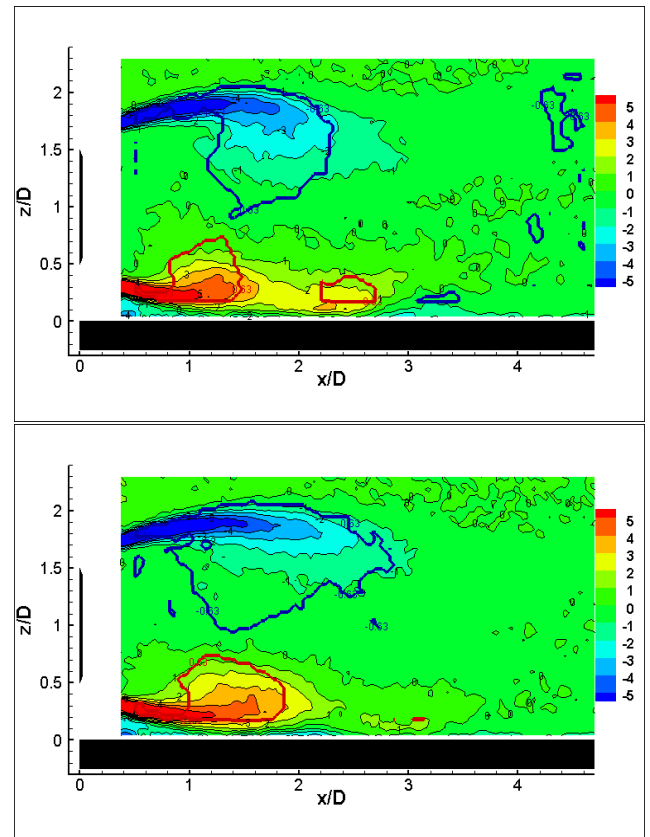


FIG. 6.82 – Champ de vorticité superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$  ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .  
 —  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

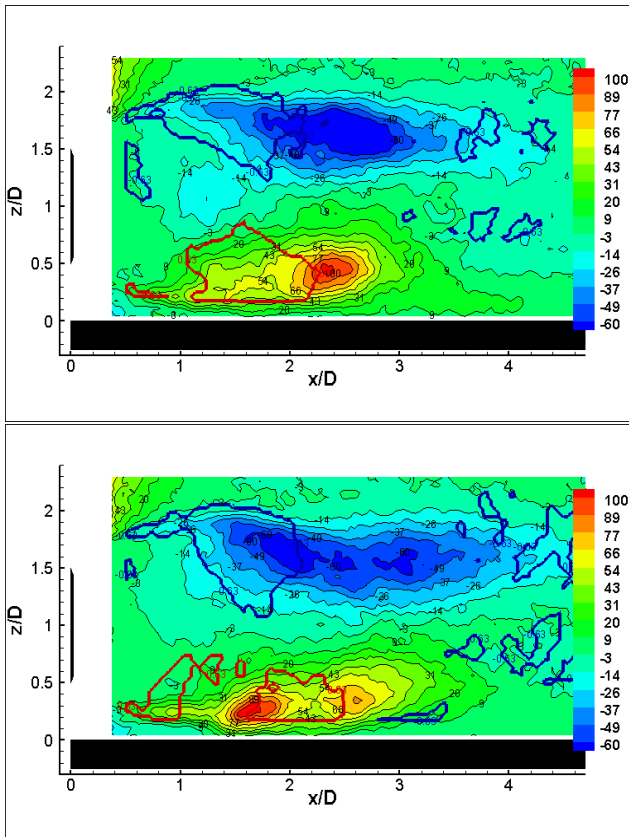


FIG. 6.83 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

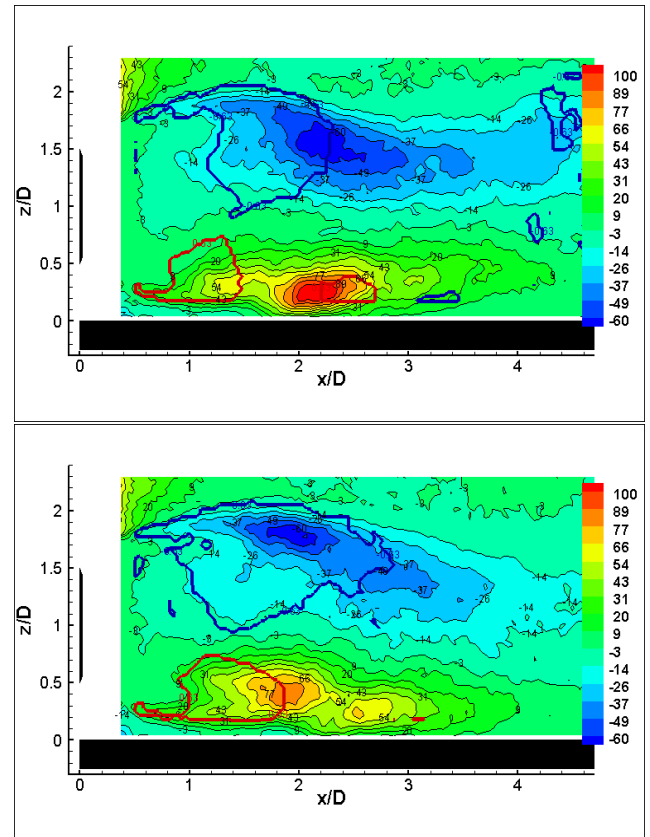


FIG. 6.84 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

### 6.4.5 Conclusion

Le lien pression/vitesse est mis en évidence en fonction de la phase du lâcher tourbillonnaire pour les interactions « fortes ». Le rôle des structures cohérentes est prépondérant. Sous la bulle moyenne, celles-ci modulent l'écoulement externe quasi-statique ce qui se traduit par une relation de quadrature entre la vitesse et la pression. Plus en aval, la structure cohérente entre en interaction avec la paroi et accentue le gradient de pression défavorable à la paroi. Cette phase est la phase critique où le décollement est susceptible d'apparaître en paroi. Pour  $H/D = 0.75$ , le décollement en paroi ne semble pas présent mais pour les positions plus proches de la paroi telles que  $H/D = 0.5$ , les conditions sont beaucoup plus favorables à l'existence d'un décollement.

Il est intéressant de relier maintenant les différentes grandeurs du champ proche au champ acoustique émis en champ lointain pour comprendre quelles structures de l'écoulement sont responsables de l'émission sonore.

## 6.5 Analyse du champ acoustique rayonné en champ lointain

### 6.5.1 Contexte et motivations

Cette partie constitue une première approche en termes d'analyse aéroacoustique de l'interaction sillage disque/paroi. Nous allons tenter d'appliquer des méthodes d'analyse similaires à celles que l'on a développé pour l'analyse aérodynamique afin d'identifier des mécanismes sources. L'analyse des mesures de vitesse synchronisées à la mesure multi-points de pression pariétale a permis d'identifier des structures cohérentes de l'écoulement responsables d'une signature caractéristique en paroi. On souhaite comprendre maintenant quelles sont les fluctuations de l'écoulement reliées à l'émission acoustique. L'émission sonore est évidemment liée à la turbulence de l'écoulement, mais peut également être décrite en termes de fluctuations de pression pariétale. En effet, les écoulements dits « pariétaux » sont susceptibles d'avoir une émission acoustique importante associée à l'existence de turbulence au voisinage de la paroi ou à la vibration de la structure. Notons que les fluctuations de pression pariétale sont dites *hydrodynamiques* si elles sont produites par des structures tourbillonnaires convectées par l'écoulement ou *aéroacoustiques* si elles résultent d'une propagation d'ondes acoustiques.

L'antenne de microphones disposée en champ lointain est une méthode classique pour détecter et quantifier les sources aéroacoustiques d'un écoulement. Toutefois, ces mesures en champ lointain ne donnent pas d'information directe sur les mécanismes sources se produisant dans le champ proche. Par ailleurs, les mesures dans le champ proche nous renseignent sur les structures cohérentes de l'écoulement mais sont très difficiles à interpréter d'un point de vue acoustique. La séparation des contributions hydrodynamique et aéroacoustique est difficile à réaliser dans cette zone. En effet, bien que leurs caractéristiques spatiale et temporelle soient bien différentes, elles sont produites par le même phénomène turbulent. Notre objectif est par conséquent de combiner des mesures dans le champ proche et le champ lointain pour identifier les mécanismes sources.

L'émission acoustique d'un écoulement instationnaire turbulent peut être décrit par l'analogie acoustique de Lighthill 1952 [51] qui s'écrit :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \right) (\rho - \rho_0) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij}$$

où  $T_{ij} = \rho U_i U_j + \tau_{ij} - \delta_{ij} \{P - c_0^2(\rho - \rho_0)\}$  est le tenseur de Lighthill.  $U_i$  sont les composantes de la vitesse,  $P$  la pression,  $\tau_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses,  $c_0$  est la célérité du son et  $\rho_0$  est une masse volumique de référence.

Le terme de droite de l'équation peut être interprété comme une distribution de sources équivalente qui génère des fluctuations de pression identiques à celles générées par l'écoulement turbulent.

Howe 1975 [39] reformule l'analogie de Lighthill et introduit une formulation différente des sources équivalentes. Il exprime l'intensité des sources en utilisant le vecteur de Lamb  $\omega \times v$  où  $\omega$  désigne la vorticité. En considérant des écoulements à nombres de Mach faibles, la pression acoustique  $p$  rayonnée en champ lointain par un écoulement instationnaire autour d'un corps rigide est alors donnée par :

$$p(x, t) = -\rho_0 \int \int_V (\omega \times v)_i \frac{\partial G}{\partial y_i} d^3y d\tau$$

où  $G(x, t; y, \tau)$  est la fonction de Green adaptée. L'intégration est faite sur toutes les sources  $y$  dans le volume  $V$  en dehors du corps et sur tous les temps  $\tau$  possibles. Dans cette approche, la paroi est traitée comme un problème de diffraction. Pour les écoulements à faible nombre de Reynolds, il est montré que l'émission acoustique autour du corps peut être déterminée par les mesures de vitesse dans l'écoulement.

Des mesures *PIV* dans le sillage d'un cylindre « infini » synchronisées à la mesure acoustique en champ lointain ont été réalisées par Henning *et al* 2008 [36]. Le rapport signal/bruit des mesures de pression acoustique étant très faible, la convergence des corrélations de cette grandeur avec une grandeur mesurée dans le champ proche nécessite un grand nombre de réalisation. Ils ont montré que 5000 réalisations couplées sont suffisantes pour éliminer le bruit sur les corrélations pression acoustique/vitesse. Les structures de l'écoulement responsables de l'émission sonore sont alors les structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire. La valeur maximale de la corrélation est atteinte 1.6 diamètre en aval du cylindre dans la zone où les structures lâchées dans le sillage accélèrent. La configuration du cylindre présente l'avantage d'émettre un bruit qualifié de « tonal », à une fréquence très marquée qui se retrouve sur les signaux de vitesse et de pression acoustique. Pour une configuration émettant un bruit plus large bande (profil d'aile), ils observent des corrélations très bruitées qui ne mettent en évidence aucune caractéristique spatiale ou temporelle de l'écoulement.

Afin de relier l'intensité des sources acoustiques de l'écoulement ( $\omega \times v$ ) avec la pression acoustique en champ lointain, Henning *et al* 2008 [36] étudient la corrélation entre  $p$  et  $\omega \times v$    l'aide de mesures de vitesse dans un plan par *PIV*. Après quelques simplifications, ils montrent qu'il est pertinent pour cela d'étudier les corrélations de  $p$  avec les composantes de la vitesse ou avec la composante du rotationnel normal au plan.

Lors de notre étude, nous effectuons de la même façon le calcul des corrélations entre la pression acoustique et les composantes de la vitesse dans le champ proche. Les corrélations de la pression acoustique avec la pression pariétale sont aussi étudiées.

### 6.5.2 Emergence du signal acoustique

On vérifie tout d'abord que le signal acoustique mesuré en présence du disque émerge par rapport à la configuration « bruit de fond ». Les microphones sont disposés en champ « lointain » c'est-à-dire en dehors de l'écoulement à  $z/D = 8.6$  ( $z = 430mm$ ). Cette précaution est fondamentale car les fluctuations de pression hydrodynamique ont un niveau beaucoup plus important que les fluctuations de pression acoustique. Le niveau sonore est exprimé en *dB* avec une référence de pression  $p_{ref} = 2.10^5 Pa$ .

La figure 6.85 montre clairement l'émergence des configurations avec disque ( $H/D = 0.75$ ) et « plaque épaisse » par rapport à la mesure « bruit de fond ». L'ajout du disque ( $H/D = 0.75$ ) augmente aussi l'émission acoustique par rapport à la configuration sans disque. Aucun pic n'est cependant associé à une fréquence caractéristique du sillage du disque.

### 6.5.3 Analyse du lien entre les pressions acoustique et pariétale - Corrélation

$$\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$$

Pour cette position intermédiaire de disque, le battement du sillage est marqué et on a montré que les structures cohérentes du sillage dominant l'interaction du sillage avec la paroi.

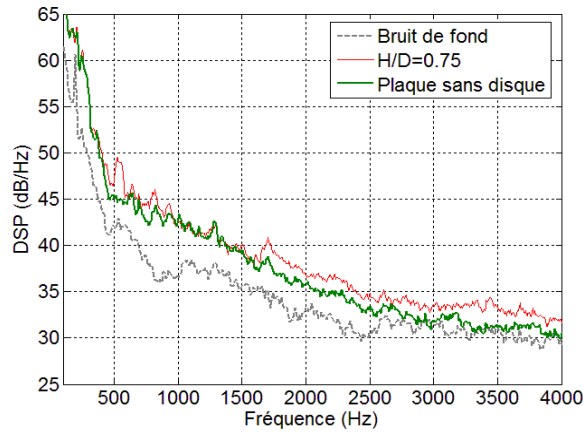


FIG. 6.85 – Emergence du signal acoustique pour  $H/D = 0.75$  - Spectre obtenu à partir d'un microphone en champ lointain en  $z = 430\text{mm}$ .

On analyse dans ce cas l'évolution longitudinale des corrélations  $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$  avec un microphone fixe en  $(x/D; y/D; z/D) = (2; 0; 8.6)$  et 16 capteurs de pression disposés sur la ligne axiale entre  $x/D = 0.74$  et  $x/D = 3.74$ . La référence temporelle est prise à la paroi pour mettre en évidence un temps de transport positif pour l'onde acoustique de la paroi au microphone.

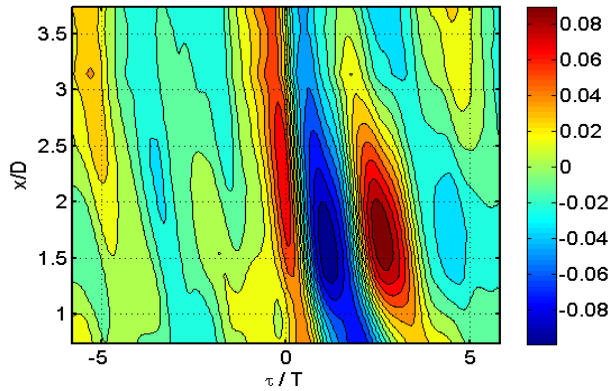


FIG. 6.86 – Evolution longitudinale de la corrélation  $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$  pour un microphone en  $x/D = 2$ .

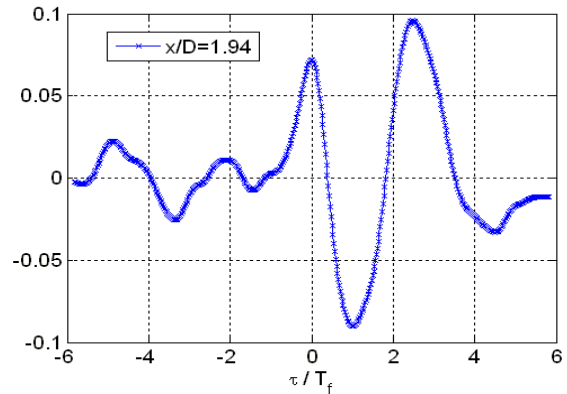


FIG. 6.87 – Evolution temporelle de la corrélation  $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$  pour un microphone en  $x/D = 2$  et un capteur en  $x/D = 1.94$ .

Les corrélations sont moyennées à partir de  $10^5$  mesures consécutives ce qui correspond à un temps d'acquisition de  $19.5\text{s}$  soit environ 2000 valeurs décorréliées pour le phénomène dominant à  $100\text{Hz}$ . Les corrélations sont regroupées sur le tracé en contour de la figure 6.86. Des caractéristiques communes sont mises en évidence entre les corrélations des différents capteurs de pression pariétale et la mesure de pression acoustique en un point. On observe tout d'abord des niveaux de corrélation faibles pour les  $\tau < 0$  (figure 6.87). Connaissant l'expression de la corrélation  $\langle P_{paroi}(t) \cdot P_{acou}(t + \tau) \rangle$ , cela signifie que les fluctuations acoustiques mesurées en champ lointain sont liées à des phénomènes antérieurs se produisant au sein de l'écoulement.

### Identification de mécanismes sources

On observe principalement trois lobes avec un niveau de corrélation plus élevé qui présentent une inclinaison vers les  $\tau < 0$  lorsque  $x/D$  augmente (figure 6.86). Pour cette configuration marquée par les structures cohérentes en interaction avec la paroi, on aurait pu penser que les principales sources



acoustiques soient associées à une vitesse de convection par l'écoulement moyen. Cette inclinaison vient en contradiction avec cette idée d'une source acoustique associée aux structures cohérentes convectées par l'écoulement. En effet, cela se traduirait par une inclinaison des lobes de forte corrélation vers les  $\tau > 0$  puisque le temps de propagation de l'onde acoustique augmenterait avec l'augmentation de la distance entre la source et le microphone.

Au contraire, l'inclinaison des lobes vers les  $\tau < 0$  est liée à ce que la source acoustique est (et reste) localisée dans la bulle de recirculation moyenne, en  $x_{source}/D$ . En effet, la différence entre les temps caractéristiques de transport convectif  $\tau_{conv}$  et de transport de l'onde acoustique  $\tau_{acou}$  explique alors l'inclinaison (figure 6.88). Quelle que soit la position du capteur de pression pariétale, le microphone mesure un signal identique. Par contre, lorsqu'on sélectionne des capteurs de pression pariétale plus en aval en  $x_{capt}/D$ , les mécanismes aérodynamiques associés à des sources acoustiques sont détectés avec un décalage  $\tau_{conv} = (x_{capt} - x_{source})/U_C$  avec  $U_C$  la vitesse de convection des structures en aval de la bulle de recirculation moyenne. On a obtenu  $U_C = 28m/s$  en considérant la phase de l'interspectre calculé entre deux capteurs de la ligne axiale. Pour les capteurs en aval, ces temps de transport convectif étant plus importants que les temps de transport acoustique  $\tau_{acou}$ , on obtient une corrélation positive pour un décalage temporel  $\tau$  légèrement négatif.

Pour un sillage de cylindre « infini », Henning *et al* 2008 [36] ont montré que la zone de corrélation maximale des vitesses du champ proche avec le champ lointain se situe 1.6 diamètre en aval du cylindre. Cette position correspond à la zone d'accélération des structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire. D'après Howe 1998 [38], la plus grande partie de l'émission acoustique est générée lors de cette phase initiale d'accélération.

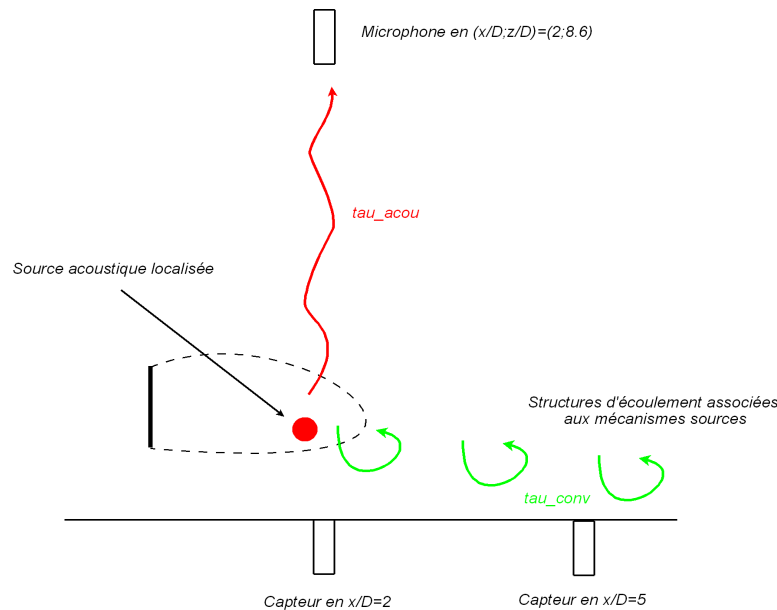


FIG. 6.88 – Représentation schématique des temps caractéristiques de transport convectif  $\tau_{conv}$  et de transport de l'onde acoustique  $\tau_{acou}$  pour une source acoustique localisée.

On tente de localiser la position longitudinale approximative de la source acoustique en considérant que le premier lobe positif de corrélation se situe en  $\tau = 0$  lorsque  $\tau_{conv} = \tau_{acou}$ . On a alors pour un capteur en aval de la source acoustique :

$$\tau_{conv} = \frac{x_{capt} - x_{source}}{U_C} = \tau_{acou}$$

On note sur les figures 6.86 et 6.87 que cette égalité est vérifiée pour  $x_{capt}/D = 1.94$ . On suppose aussi que la source acoustique se situe à une hauteur  $z_{source}/D$  correspondant au milieu du sillage

c'est-à-dire  $z_{source}/D \sim 1$ .  $\tau_{acou}$  se calcule alors simplement par :

$$\tau_{acou} = \frac{((x_{capt} - x_{source})^2 + (z_{micro} - z_{source})^2)^{1/2}}{c_0} \sim \frac{(z_{micro} - z_{source})}{c_0}$$

avec  $c_0 = 340m/s$  la célérité du son et  $z_{micro} = 430mm$  la position verticale du microphone. On obtient  $\tau_{acou} = 1.1ms$ . Par conséquent,

$$x_{source}/D = x_{capt}/D - \tau_{acou}.U_C/D = 1.3$$

Cette position  $x_{source}$  est un simple ordre de grandeur qui est calculé en faisant l'hypothèse d'une source acoustique localisée. On peut remarquer par exemple que la vitesse de convection  $U_C = 28.5m/s$  n'est peut-être pas la bonne pour cette partie du sillage. On tente de vérifier la cohérence du calcul de  $x_{source}$  en analysant l'évolution des corrélations  $\langle p_{acou}(t + \tau).p_{paroi}(t) \rangle$  pour des capteurs plus en aval.

On s'intéresse au positionnement du premier lobe de corrélation pour des capteurs de pression situés en  $x/D = 1.94, 2.94$  et  $3.74$  (figure 6.89). En utilisant notre modèle simple, le décalage temporel  $d_\tau$  concernant le premier lobe de corrélation vaut  $d_\tau = \tau_{acou} - \tau_{conv}$ . En développant, on obtient :

$$d_\tau = \frac{((x_{micro} - x_{source})^2 + (z_{micro} - z_{source})^2)^{1/2}}{c_0} - \frac{(x_{capt} - x_{source})}{U_C}$$

soit

$$d_\tau \sim \frac{(z_{micro} - z_{source})}{c_0} - \frac{(x_{capt} - x_{source})}{U_C}$$

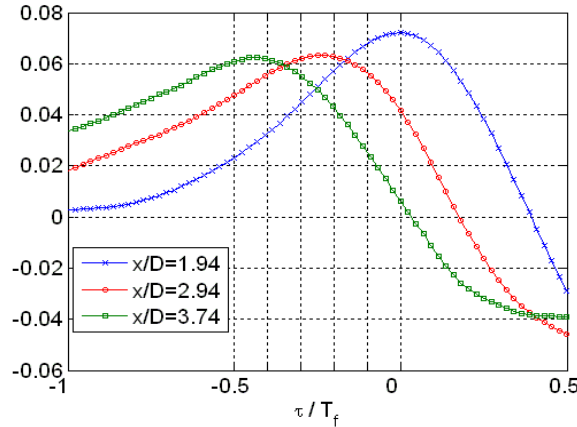


FIG. 6.89 – Evolutions temporelles des la corrélation  $\langle P_{paroi}(t).P_{acou}(t + \tau) \rangle$  pour un microphone en  $x/D = 2$  et des capteurs en  $x/D = 1.94, 2.94$  et  $3.74$ .

Ainsi,  $d_{tau} = 0s, -2.4ms$  et  $-3.8ms$  pour  $x/D = 2.94, 2.94$  et  $3.74$  respectivement. Cela correspond à  $d_{tau}/T_f = 0, -0.28$  et  $-0.44$  qui correspondent approximativement aux valeurs trouvées sur la figure 6.89. Ces observations semblent confirmer l'existence d'une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne.

### Caractéristiques temporelles de la source

L'analyse de l'inclinaison du premier lobe de corrélation nous a permis d'émettre une première hypothèse sur les sources acoustiques de l'écoulement. On s'intéresse maintenant à la signature temporelle des corrélations (figures 6.86 et 6.87). Un second lobe de corrélation positive est détecté pour

$\tau_2/T_f = 2.48$  ce qui met en évidence une périodicité à  $St = 0.058$ . Cette périodicité est proche de la fréquence caractéristique de pompage du sillage du disque ( $St = 0.05$  Berger *et al* 1990 [10]) ce qui semble cohérent avec une hypothèse de source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne.

Il convient toutefois de rester prudent quant à la nature attribuée à ces sources acoustiques car ces niveaux de corrélations secondaires peuvent aussi être dus à des réflexions dans la chambre. On sait en effet que pour de telles longueurs d'onde, la chambre anéchoïque n'est plus réellement absorbante. Il n'est pas à exclure que les temps caractéristiques observés  $\tau_2/T_f = 2.48$  puissent aussi refléter un temps de propagation d'une onde acoustique réfléchi sur une paroi de la chambre ( $\tau_2 * c_0 = 7.2m$ ).

#### 6.5.4 Identification des zones sources acoustiques de l'écoulement (corrélations $P_{acou}/vitesse$ )

Les corrélations de la pression en champ lointain avec la pression pariétale ont permis d'émettre l'hypothèse d'une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne. A l'aide de mesure de vitesse dans les différentes zones de l'écoulement synchronisées aux pressions en champ lointain, on tente de confirmer cette hypothèse et d'identifier plus précisément les structures d'écoulement reliées aux émissions acoustiques en champ lointain.

Dans un premier temps, on étudie les corrélations entre la pression mesurée par un microphone en champ lointain  $(x/D; z/D) = (2; 8.6)$  et les mesures de vitesse par *PIV*. La ligne verticale  $x/D = 1.74$  du plan de symétrie traversant la bulle de recirculation moyenne est sélectionnée. L'objectif est d'analyser une zone qui doit être proche de la zone d'émission acoustique. Les corrélations sont calculées à l'aide des 2000 mesures couplées pression/vitesse. La figure 6.90 montre les corrélations obtenues pour les deux composantes de la vitesse. On obtient un résultat très bruité où il est très difficile d'extraire une contribution dominante. Les 2000 réalisations couplées sont insuffisantes pour diminuer le bruit. Ceci s'explique par le rapport signal sur bruit très faible concernant la mesure par microphone de pression acoustique. Henning *et al* 2008 [36] ont montré de la même manière que 5000 mesures couplées sont nécessaires pour diminuer le bruit des corrélations dans leur configuration.

Afin d'atténuer le bruit, il est nécessaire d'augmenter considérablement le nombre de réalisations couplées. L'option qui peut sembler la plus simple est de réaliser de nouvelles mesures en soufflerie pour obtenir un nombre beaucoup plus important de mesures couplées. On propose ici une alternative par le biais de l'estimation stochastique de type *ST - LSE*. On est capable à partir du signal de pression mesuré, de reconstruire les fluctuations de vitesse corrélées au signal de pression. Cette technique a d'ailleurs déjà été utilisée dans ce chapitre pour obtenir des spectres de vitesse corrélés. Les données de vitesse corrélée à la pression pariétale sont obtenues à la fréquence d'échantillonnage de la pression et utilisées pour diminuer le bruit sur les corrélations pression acoustique/vitesse.

Les corrélations calculées à partir de 90000 réalisations consécutives (17.6s d'acquisition) sont tracées sur la figure 6.91. Afin de vérifier que l'estimation stochastique n'introduit pas de mauvaises informations, on compare l'allure des corrélations  $\langle p_{acou}(t + \tau).u(t) \rangle$  et  $\langle p_{acou}(t + \tau).u_c(t) \rangle$  ainsi que  $\langle p_{acou}(t + \tau).w(t) \rangle$  et  $\langle p_{acou}(t + \tau).w_c(t) \rangle$ . Les nouvelles corrélations sont beaucoup moins bruitées tout en présentant des similarités avec l'ancien calcul. On utilise ces corrélations  $p_{acou}/vitesse$  « corrélées » à la pression pariétale pour relier des zones et des structures d'écoulement aux sources acoustiques. Ce que l'on visualise à partir de ces corrélations sont les fluctuations de vitesse liées à la pression pariétale ainsi qu'à la pression acoustique rayonnée.

On constate tout d'abord que la signature temporelle des corrélations pression acoustique/vitesse est la même que celle des corrélations  $\langle p_{acou}.p_{paroi} \rangle$ . La périodicité observée est d'environ  $\tau/T_f = 3$  ce qui correspond à  $St = 0.048$  proche de la fréquence de pompage du sillage du disque. Il faut aussi remarquer que les niveaux importants de corrélation sont situés proche de  $z/D \sim 1$  ce qui semble

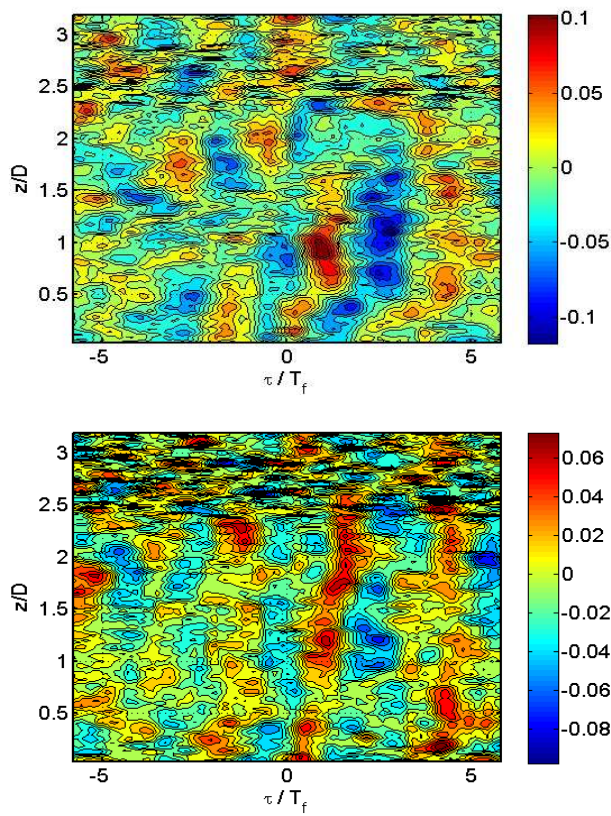


FIG. 6.90 – Corrélation pression acoustique/vitesse calculée sur les 2000 valeurs couplées : (haut)  $\langle p_{acou}(t + \tau).u(t) \rangle$  ; (bas)  $\langle p_{acou}(t + \tau).w(t) \rangle$

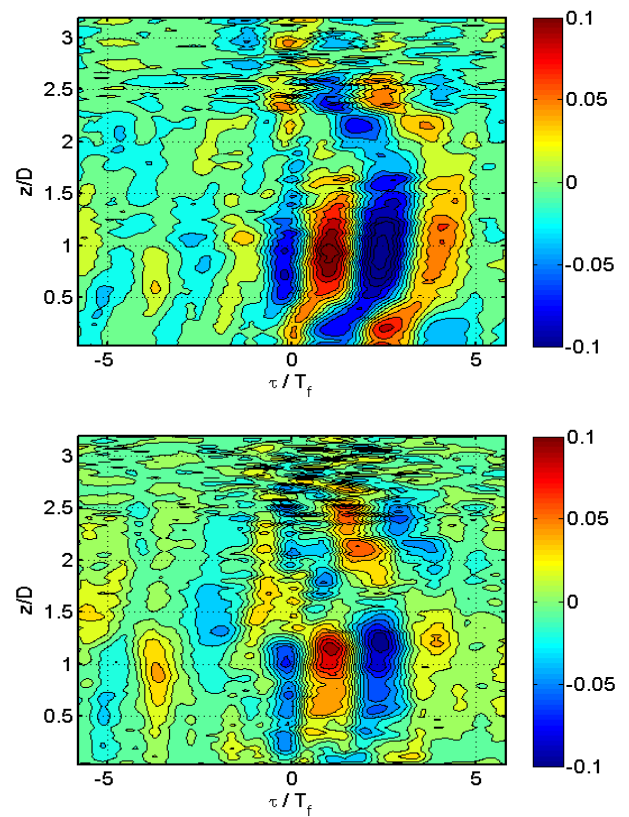


FIG. 6.91 – Corrélation pression acoustique/vitesse estimée par  $ST - LSE$  : (haut)  $\langle p_{acou}(t + \tau).u_c(t) \rangle$  ; (bas)  $\langle p_{acou}(t + \tau).w_c(t) \rangle$

confirmer l'existence de mécanismes à l'origine de l'émission acoustique dans la zone où le pompage du sillage s'exerce.

Il est difficile d'aller plus loin dans l'analyse des mécanismes aérodynamiques à l'origine de l'émission acoustique. Cela nécessiterait un ensemble de données de vitesse plus important avec peut-être une résolution spatiale plus fine.

### 6.5.5 Conclusion

Les corrélations des pressions acoustiques rayonnées en champ lointain avec des grandeurs du champ proche telles que la pression pariétale ou les composantes fluctuantes de la vitesse ont permis d'émettre l'hypothèse d'une zone source localisée dans la bulle de recirculation moyenne du sillage du disque. Un modèle simple basé sur les temps caractéristiques convectif des structures de l'écoulement et propagatif d'ondes acoustiques a permis de localiser la source en  $x/D \sim 1.3$ . Une autre étude réalisée sur le sillage d'un cylindre « infini » (Henning *et al* 2008 [36]) a identifié la source principale d'émission acoustique à la position  $x/D = 1.6$  tout à fait comparable. L'émission acoustique serait reliée à la phase d'accélération des structures lâchée dans le sillage.

Dans notre cas nous avons pu identifier une périodicité sur les corrélations qui serait associée au pompage du sillage du disque. Il peut sembler logique que la variation de longueur de la bulle de recirculation soit reliée à l'accélération des structures cohérentes du sillage dans cette zone et donc à l'émission acoustique.

## 6.6 Synthèse

Le calcul des corrélations vitesse/vitesse et pression/vitesse dans différents plans nous a permis de mieux comprendre les mécanismes pilotes de l'interaction « forte » sillage/paroi ( $H/D = 0.75$ ). Le signal de pression est dominé par le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire qui est faiblement affecté par la présence de la paroi. Le caractère aléatoire du battement du sillage dans toutes les directions observé dans le cas d'un disque en écoulement libre (Fuchs *et al* 1979 [29], Berger *et al* 1990 [10], Miao *et al* 1997 [56]) est notamment conservé. Sur toutes les composantes de la vitesse, on détecte des mouvements cohérents que l'on nomme  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$  et  $\tilde{w}$ . Le lien pression/vitesse est caractérisé par une quadrature entre les composantes de vitesse cohérente et la pression fluctuante ce qui peut être interprété par une relation de phase entre la pression fluctuante et la distance de la couche cisailée inférieure à la paroi du fait du caractère quasi-statique de l'écoulement externe ( $St \ll 1$ ).

Les moyennes de phase du champ de vitesse ont montré l'efficacité de la séparation des différentes phases du cycle du lâcher tourbillonnaire. A partir de là, on a cherché à identifier des structures cohérentes dans cet écoulement tridimensionnel et à les relier aux profils de pression conditionnels en paroi. On a montré que le rôle des structures cohérentes est prépondérant. Sous la bulle de recirculation moyenne, elles modulent l'écoulement externe quasi-statique ce qui se traduit par une relation de quadrature entre la vitesse et la pression. Plus en aval, les structures cohérentes du sillage entrent en interaction avec la paroi et accentuent le gradient de pression défavorable à la paroi.

L'utilisation en parallèle de l'estimation stochastique nous a permis de montrer que le lien pression/vitesse est différent selon les échelles de l'écoulement considérées. Les mouvements cohérents sont très bien estimés par la *LSE* ce qui montre qu'il sont reliés à la pression par une relation linéaire. Au contraire, les caractéristiques hautes fréquences ne sont pas bien estimées par la *LSE* et il a été mis en évidence qu'une technique d'estimation quadratique peut conduire à de meilleurs résultats. La validation de cette dernière technique concernant la convergence des moments d'ordre 3 et 4 n'étant pas complète, on ne peut donner de réelles conclusions à ce sujet. Une technique d'estimation linéaire de type spatio-temporelle a aussi été développée et a montré une très nette amélioration de l'estimation des mouvements cohérents. Des travaux réalisés par Ewing et Citriniti 1999 [27], Tinney *et al* 2006 [79] ou Hoarau *et al* 2006 [37] utilisant une estimation spectrale ont montré des résultats identiques.

Dans un second temps, l'analyse couplée pression/vitesse dans chacune des phases a permis de révéler les conditions favorables à l'apparition du décollement en aval du disque. Lorsque la structure cohérente de la couche cisailée inférieure entre en interaction avec la paroi, le gradient de pression défavorable est accentué. On est dans une phase critique où le décollement est susceptible d'apparaître en paroi. Pour  $H/D = 0.75$ , le décollement en paroi ne semble pas présent mais pour les positions plus proches de la paroi telles que  $H/D = 0.5$ , les conditions sont beaucoup plus favorables à l'existence d'un décollement. On verra au cours du chapitre 7 que pour  $H/D = 0.3$ , le décollement est fixé proche de  $x/D \sim 2$ .

Dans le cadre des interactions « fortes », il a été mis en évidence qu'un lien existe entre les fluctuations de l'écoulement et les fluctuations de pression en champ lointain. Les corrélations des pressions acoustiques rayonnées en champ lointain avec des grandeurs du champ proche telles que la pression pariétale ou les composantes fluctuantes de la vitesse ont permis d'émettre l'hypothèse d'une zone source localisée dans la bulle de recirculation moyenne du sillage du disque. Une méthode a aussi été proposée pour filtrer le bruit sur les corrélations de la pression acoustique avec les composantes de la vitesse.



# Chapitre 7

## Analyse physique des interactions massives : $H/D < H/D_{critique}$

Au cours du chapitre 5, on a associé les interactions « massives » aux positions de disque inférieures à la position critique  $H_c/D = 0.35$ . En dessous de cette valeur, le comportement global du sillage est modifié et une topologie complexe, associée à l'apparition d'un décollement instationnaire, se met en place. On assiste notamment à un changement de régime de battement de sillage puisque le battement vertical est supprimé et le battement transversal est amplifié. L'étude bibliographique nous a permis d'affirmer que la suppression du battement vertical du sillage est due à la destruction de vorticité dans la couche cisailée inférieure par l'éjection de fluide au point de décollement.

Dans un premier temps, on utilise les corrélations vitesse/vitesse et pression/vitesse pour comprendre la structure globale de l'écoulement et effectuer une première analyse du lien pression/vitesse. Dans un deuxième temps, on effectue une étude spécifique de l'instationnarité du point de décollement à l'aide de l'outil d'analyse Lagrangien *FTLE*. Enfin, la dernière partie est consacrée à l'étude de l'interaction du sillage avec la paroi en aval du point de décollement. Dans cette zone, l'interaction est fondamentalement différente car elle est marquée par la convection des structures et le battement transversal du sillage.

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Analyse du comportement global du sillage . . . . .</b>	<b>167</b>
7.1.1	Couplage entre le sillage proche du disque et le décollement tridimensionnel instationnaire en paroi . . . . .	167
7.1.2	Changement de régime de battement - Destruction de l'axisymm�trie moyenne du sillage . . . . .	169
7.1.3	Transition dans la région du point de décollement . . . . .	172
<b>7.2</b>	<b>Lien pression/vitesse associé à l'instationnarité du point de décollement .</b>	<b>174</b>
7.2.1	Domination de l'instationnarité du point de décollement sur la signature en pression proche de $S_1$ . . . . .	174
7.2.2	Analyse des corrélations pression/vitesse . . . . .	176
7.2.3	Propriétés spatio-temporelles du point de décollement - Outils d'analyse Lagrangien . . . . .	178
7.2.4	Application à l'étude des fluctuations de vitesse . . . . .	182
7.2.5	Application à l'étude des fluctuations de pression dans la zone proche du décollement . . . . .	184
7.2.6	Application à l'analyse des corrélations pression/vitesse - Moyennes conditionnelles du champ de vitesse et de pression . . . . .	186
7.2.7	Identification de structures corrélées à la pression . . . . .	187



---

<b>7.3</b>	<b>Lien pression/vitesse en aval de <math>S_1</math> - Battement transversal du sillage . . .</b>	<b>193</b>
7.3.1	Corrélations pression/vitesse - Analyse dans un plan rasant . . . . .	193
7.3.2	Détection de la phase associé au battement transversal du sillage . . . . .	194
7.3.3	Identification de structures cohérentes corrélés à la pression - Moyenne de phase	197
7.3.4	Caractérisation du lien entre les structures cohérentes et la signature en pression	202
7.3.5	Décorrélacion entre l'instationnarité du point de décollement et le battement transverse du sillage . . . . .	202
<b>7.4</b>	<b>Lien au champ acoustique rayonné en champ lointain . . . . .</b>	<b>205</b>
<b>7.5</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>207</b>

---

## 7.1 Analyse du comportement global du sillage

### 7.1.1 Couplage entre le sillage proche du disque et le décollement tridimensionnel instationnaire en paroi

Les données *HS-PIV* dans le plan de symétrie sont à nouveau utilisées pour calculer les corrélations spatio-temporelles vitesse/vitesse des figures 7.2 et 7.3. On a vu pour la configuration  $H/D = 0.75$  présentant un sillage fortement tridimensionnel, que les mesures dans ce plan permettent de capturer la dynamique spatio-temporelle de l'écoulement. Nous allons réaliser ici une analyse du même type.

La ligne verticale sélectionnée est située à l'abscisse  $x/D = 1.74$  et le point de référence est  $(x_R/D, y_R/D, z_R/D) = (1.74, 0, 0.07)$ .  $x_R/D = 1.74$  correspond à la position longitudinale du maximum de  $Cp'$  tandis que  $z_R/D = 0.07$  correspond à la position verticale du maximum de vitesse longitudinale pour l'écoulement sous le disque. On le retrouve sur le champ de vitesse moyenne donné sur la figure 7.1. Cette analyse s'effectue au regard des statistiques de pression pariétale car le décalage temporel  $\tau$  est adimensionné par le temps caractéristique  $T_S = 1/27s$  de variation du point de décollement. Afin de faciliter la comparaison avec le cas  $H/D = 0.75$ , l'étendue temporelle de la corrélation  $[-0.9T_S; 0.9T_S] = [-33ms; +33ms]$  est choisi suffisamment proche de l'étendue temporelle  $[-3T_f; 3T_f] = [-26ms; +26ms]$  utilisée pour les corrélations de  $H/D = 0.75$ . Enfin pour obtenir des informations plus quantitatives, on trace les corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{ww}$  à des positions spécifiques de l'écoulement : couche cisailée inférieure  $z_L/D = 0.19$  ; couche cisailée supérieure  $z_U/D = 1.73$  et zone de forte convection  $z_R/D = 0.07$  (figures 7.4 et 7.5).

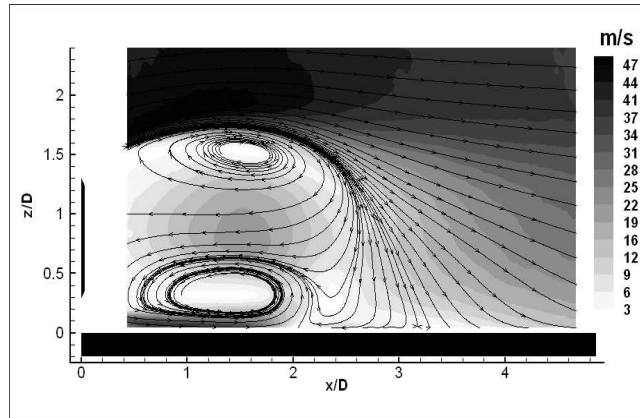


FIG. 7.1 – Plan *PIV* de symétrie  $y/D = 0$  pour  $H/D = 0.3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$

La corrélation  $R_{ww}(z_R/D, z/D, \tau)$  de la figure 7.3 met en évidence une périodicité basse fréquence à  $f \sim 27Hz$  dans la région proche de la paroi. Cette cohérence spatiale est associée au décollement de proche paroi et à l'éjection de fluide dans le sillage proche. La différence de comportement avec la figure 6.5 est frappante, la disparition du battement du sillage ( $St = 0.145$ ) est notamment très claire. La figure 7.5 montre que le niveau de corrélation entre les couches cisailées inférieure et supérieure est quasi-nulle ce qui confirme la disparition du battement d'ensemble du sillage.

La corrélation  $R_{uu}(z_R/D, z/D, \tau)$  de la figure 7.2 est plus complexe avec une zone de corrélation négative observée dans la région basse ( $0.3 \leq z/D \leq 0.9$ ) pour un décalage temporel positif. On peut associer cette zone à l'étendue spatiale de la zone basse de recirculation sur la figure 7.1. Les particules fluides de l'écoulement haute vitesse sous le sillage ( $z/D \sim 0.07$ ) se retrouvent statistiquement dans le sillage proche en  $z/D \sim 0.4$  avec une vitesse négative et un temps de retard d'environ  $T_S/4$ . La figure 7.2 montre aussi une corrélation négative de large étendue spatiale et temporelle au niveau de la couche cisailée supérieure pour des décalages temporels négatifs. Par ailleurs, une opposition de phase

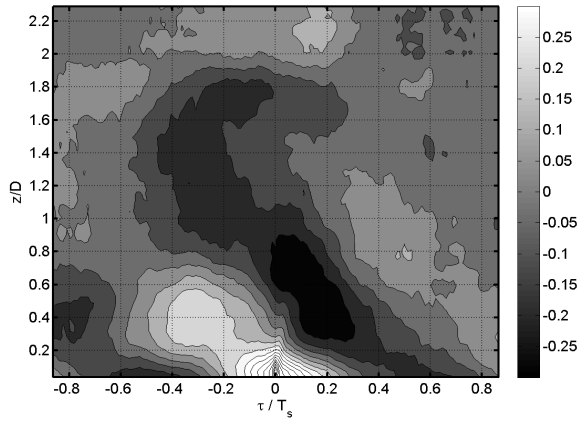


FIG. 7.2 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

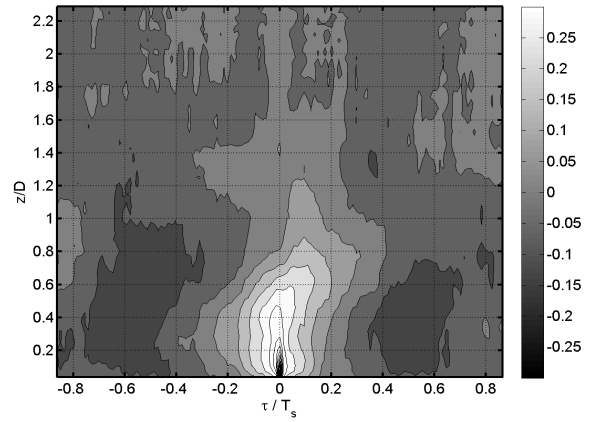


FIG. 7.3 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

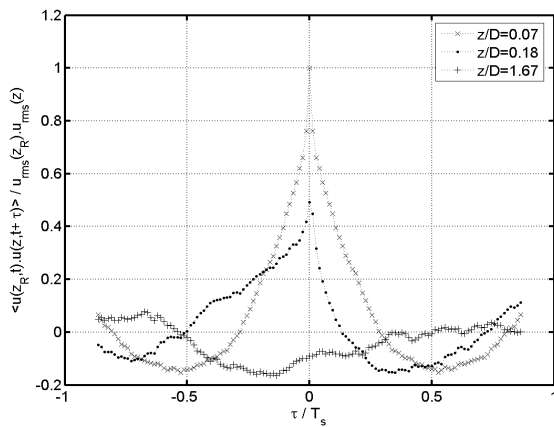


FIG. 7.4 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.3$ .

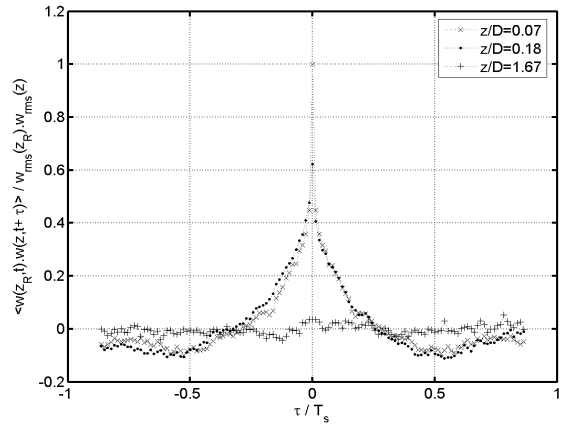


FIG. 7.5 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.3$

est observée entre la couche cisailée inférieure et supérieure (figure 7.2) ce qui nous permet d'affirmer qu'il existe un couplage global du sillage avec l'instationnarité à  $\sim 30Hz$  détectée sur le signal de pression en paroi. L'analyse des spectres pour les deux composantes de vitesse sur chacune des fenêtres d'interrogation de cette même ligne *PIV* (figure 7.6) confirme qu'aucune fréquence proche du lâcher tourbillonnaire n'est détectée.

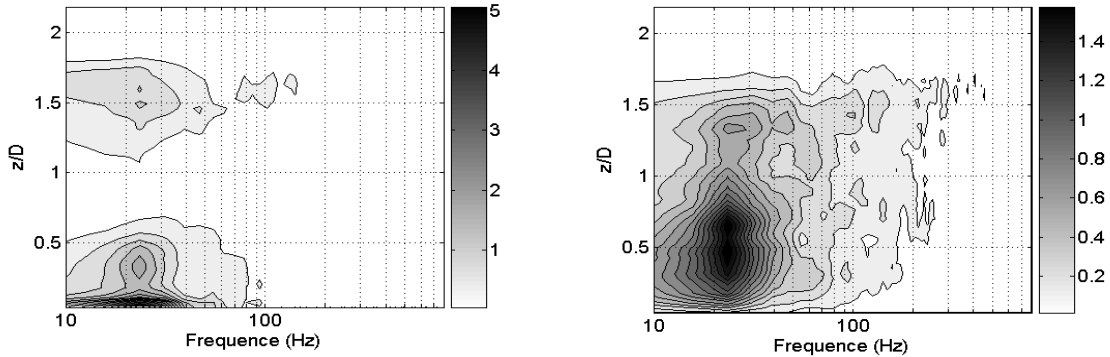


FIG. 7.6 – *DSP* des deux composantes de la vitesse le long de la ligne verticale  $x/D = 1.74$  du plan de symétrie : (gauche)  $u$  ; (droite)  $w$ . Niveaux : *DSP*

### Evolution des caractéristiques du sillage en aval du bulbe moyen

Les corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{ww}$  sont calculées en aval de la bulle de recirculation moyenne toujours à partir de mesures dans le plan de symétrie. On se place ainsi en  $x/D = 2.74$  dans une zone où l'instationnarité du point de décollement n'est plus directement présente. La cohérence spatiale et temporelle est quasi-nulle sur les figures 7.7 et 7.8 ce qui montre qu'aucun mouvement cohérent ne réapparaît dans le plan de symétrie en aval de la bulle de recirculation moyenne (les corrélations en  $x/D = 4.5$  ont des caractéristiques similaires).

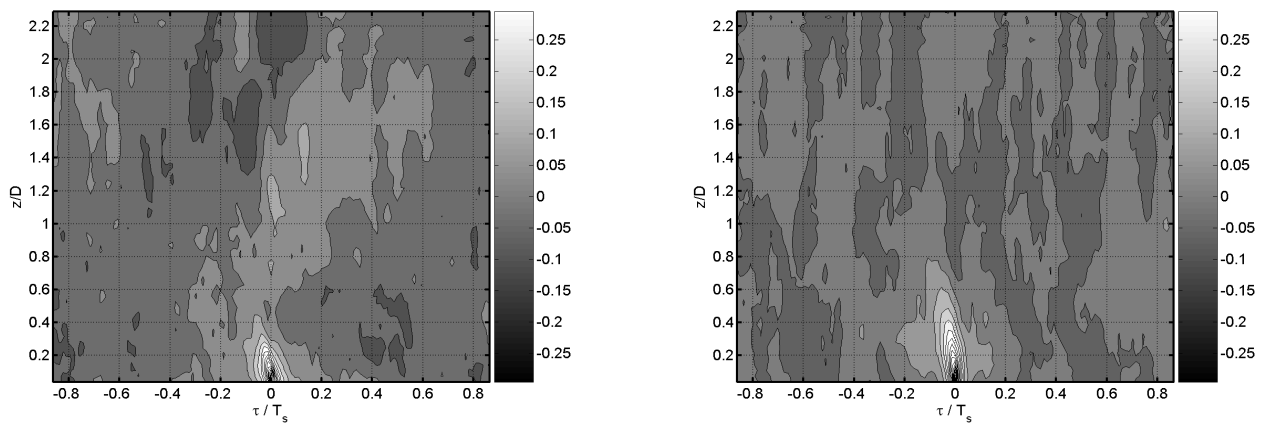


FIG. 7.7 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ .

FIG. 7.8 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{ww}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ .

### 7.1.2 Changement de regime de battement - Destruction de l'axisymétrie moyenne du sillage

L'axisymétrie moyenne du sillage d'un disque en écoulement libre n'est plus vraie dans cette configuration où le sillage moyen se déplace vers la paroi et où le décollement instationnaire induit une

modification de la topologie à la paroi (figure 7.9). Nous avons vu au cours du chapitre 5 que l'analyse des  $DSP$  de pression sur la ligne axiale montre la disparition du battement vertical du sillage ce qui vient d'être appuyé par l'analyse des données de vitesse  $HS - PIV$  dans le plan de symétrie. Les  $DSP$  de pression ont aussi montrées que lorsque l'on s'écarte de la ligne axiale dans les branches du décollement et même au-delà, on observe de nouveau la contribution du battement à une fréquence légèrement plus élevée ( $St = 0.152$ ). Cela nous a suggéré un changement de régime de battement avec l'existence d'un battement transversal associé au lâcher tourbillonnaire dans un plan quasi-parallèle à la paroi.

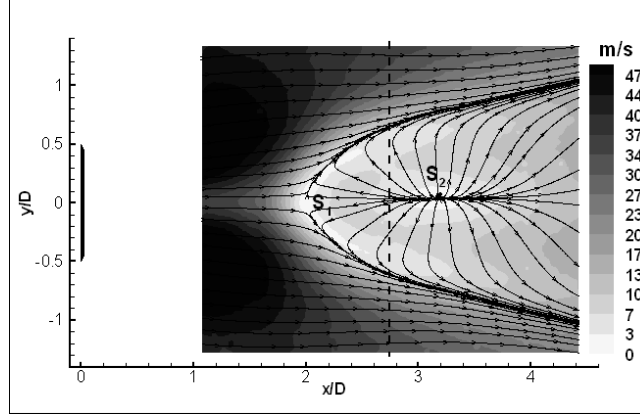


FIG. 7.9 – Plan  $PIV$  rasant  $z/D = 0.04$  pour  $H/D = 0.3$  - Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2}$

Afin d'appuyer cette analyse, on utilise les données  $HS - PIV$  dans le plan rasant pour tracer les corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  et  $R_{vv}$  :

$$R_{uu}(y_R/D, y/D, \tau) = \frac{\langle u(y_R/D, t) \cdot u(y/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(y_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(y/D, t) \rangle}}$$

$$R_{vv}(y_R/D, y/D, \tau) = \frac{\langle v(y_R/D, t) \cdot v(y/D, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle v^2(y_R/D, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle v^2(y/D, t) \rangle}}$$

Sur les figures 7.10 et 7.11, la position du point de référence se situe en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.75; 0.82; 0.04)$  au-delà de la position moyenne des branches du décollement et la ligne  $PIV$  sélectionnée  $x/D = 2.74$  coupe les branches du décollement (figure 7.9). L'adimensionnement temporel de la corrélation s'effectue maintenant par le temps caractéristique du battement transversal du sillage  $T_f = 1/126s$  ( $St = 0.152$ ). Pour donner une information plus quantitative, on présente les corrélations à  $y/D$  donné pour des zones spécifiques de l'écoulement (figures 7.12 et 7.13).

Une périodicité à  $St = 0.152$  est observée sur  $R_{uu}$  et  $R_{vv}$ . Dans le plan de symétrie et pour la configuration  $H/D = 0.75$ , on avait pu expliquer un battement du sillage à l'aide du caractère en phase de  $R_{ww}$  et en opposition de phase de  $R_{uu}$  entre les deux couches cisailée du sillage. L'argumentation est ici identique pour le battement transversal du sillage. On observe une corrélation  $R_{vv}$  en phase à  $\tau$  donné sur presque tout le sillage ce qui transmet l'idée d'un battement transversal de l'ensemble du sillage. D'un autre côté sur la corrélation  $R_{uu}$ , on observe une opposition de phase entre les deux branches du décollement ( $y/D = \pm 0.6$  sur la figure 7.9). Toutes ces observations sont cohérentes avec un battement transversal du sillage. On assiste ainsi à un couplage du sillage du disque et du décollement car les branches du décollement fluctuent à la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire. Le niveau global des corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{vv}$  présenté sur les figures 7.12 et 7.13 se situe autour de 0.2.

La décorrélation de la composante  $u$  entre la partie intérieure et extérieure du décollement peut s'expliquer le fait que la partie intérieure est pilotée par la couche cisailée supérieure du sillage qui

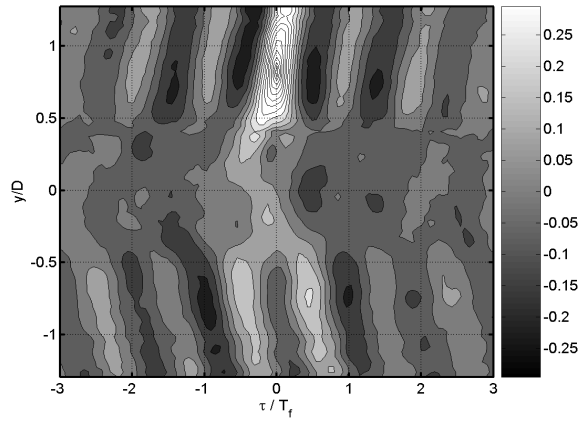


FIG. 7.10 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0.82; 0.04)$ .

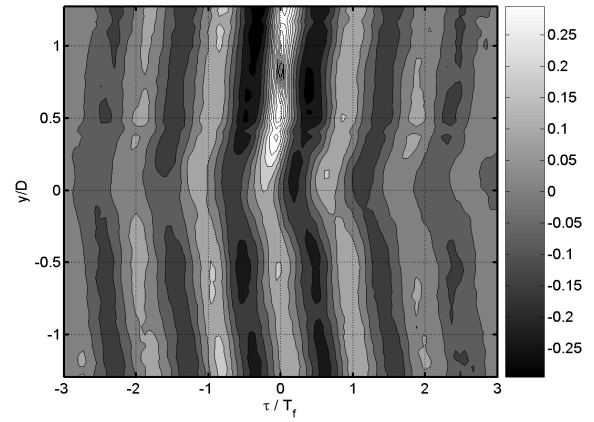


FIG. 7.11 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0.82; 0.04)$ .

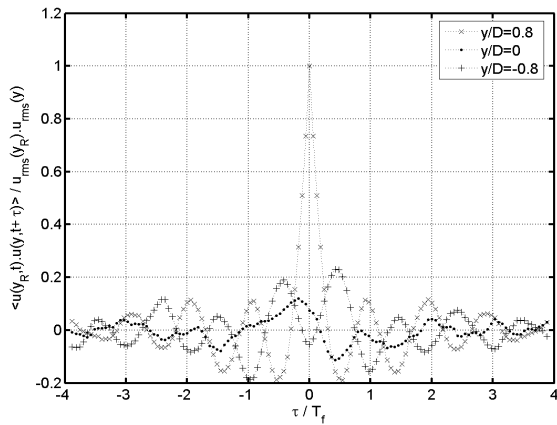


FIG. 7.12 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0.82; 0.04)$ .

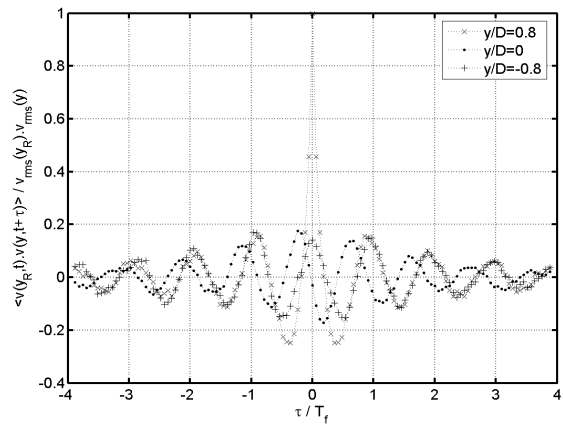


FIG. 7.13 – Evolution temporelle des corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0.82; 0.04)$ .

vient recoller au niveau du point noeud  $S_2$  (figures 7.1 et 7.9). En prenant le point de référence dans la partie centrale  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0; 0.04)$  (figures 7.14 et 7.15), on retrouve la décorrélation entre les parties intérieures et extérieures sur  $R_{uu}$  avec de plus une cohérence spatiale dans la zone intérieure. Cette cohérence spatiale peut être attribuée à l'écoulement induit par l'impact des structures de la couche cisailée supérieure. On observe par contre un niveau de corrélation significatif sur  $R_{vv}$  avec une référence sur l'axe. Ceci tend à montrer que l'ensemble de la zone centrale est influencée par le battement transversal du sillage.

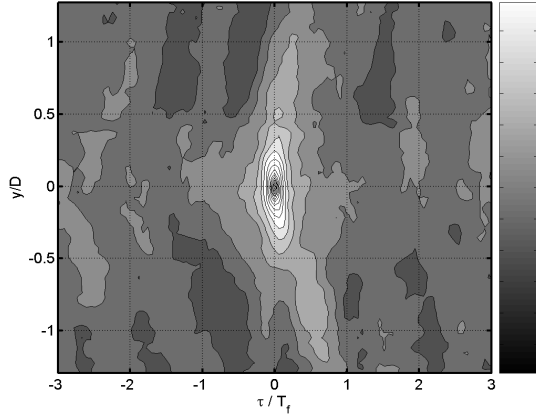


FIG. 7.14 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0; 0.04)$ .

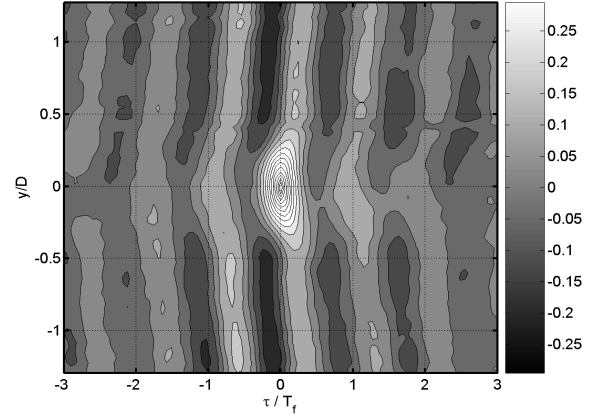


FIG. 7.15 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ . Référence en  $(x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (2.74; 0; 0.04)$ .

### 7.1.3 Transition dans la région du point de décollement

On vient de mettre en évidence un couplage entre la structure tridimensionnelle décollée et le sillage instationnaire du disque. On souhaite maintenant comprendre comment s'effectue la transition autour de  $S_1$  entre le régime marqué par la fluctuation à  $30Hz$  et le battement transversal. Pour cela on analyse les corrélations vitesse/vitesse de part et d'autre de  $S_1$  dans le plan rasant.

#### Caractéristiques en amont de $S_1$

Les mêmes corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{vv}$  sont calculées dans le plan rasant en  $x/D = 1.74$  (figures 7.16 et 7.17). La ligne *PIV* sélectionnée  $x/D = 1.74$  passe au travers de la zone de maximum de fluctuation de vitesse (figure 7.9) et le point de référence est sur la ligne axiale  $((x_R/D; y_R/D; z_R/D) = (1.74; 0; 0.04))$ . La périodicité liée au battement n'est pas présente et est remplacée sur  $R_{uu}$  par l'instationnarité basse fréquence  $f \sim 30Hz$  détectée sur le signal fluctuant de pression. La très large cohérence spatiale observée est associée au caractère bimodal de l'écoulement dans cette zone. On se situe en effet soit dans une phase d'écoulement fortement convecté lorsque le décollement est en aval de  $x/D = 1.74$  ou dans une phase d'écoulement de retour lorsque le décollement est en amont de  $x/D = 1.74$ .

La périodicité du point de décollement n'est plus détectée sur la composante transverse de la vitesse, les seules composantes affectées par le décollement au point d'éjection sont les composantes longitudinales et normales à la paroi.

#### Caractéristiques en aval de $S_1$ - Corrélations en $x/D = 2.05$

On se place légèrement en aval du point  $S_1$  et on observe les changements sur les corrélations  $R_{uu}$  et  $R_{vv}$  (figures 7.18 et 7.19).  $R_{uu}$  est quasi-identique tandis que  $R_{vv}$  retrouve la caractéristique de batte-

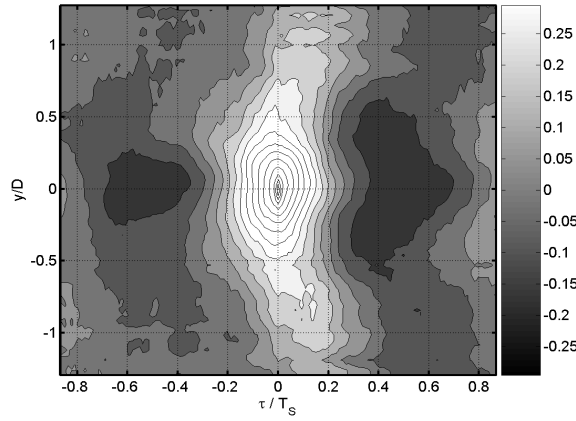


FIG. 7.16 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.3$ .

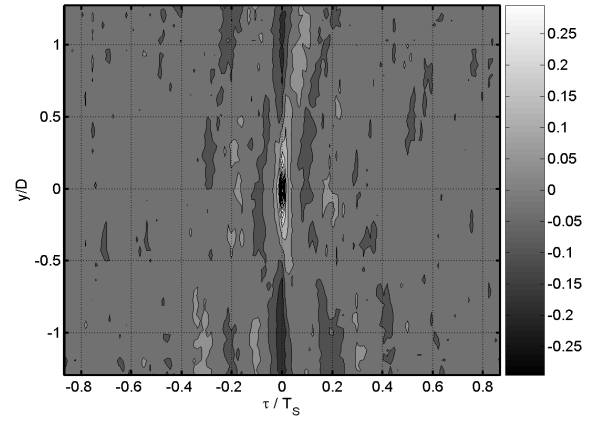


FIG. 7.17 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0.3$ .

ment du sillage à  $St = 0.152$ . Dans cette zone on a donc coexistence des deux types d'instationnarités avec dissociation sur chacune des deux composantes de la vitesse.

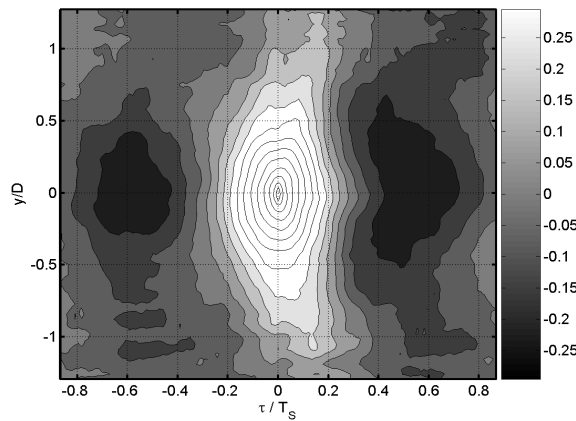


FIG. 7.18 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{uu}$  en  $x/D = 2.05$  pour  $H/D = 0,3$ .

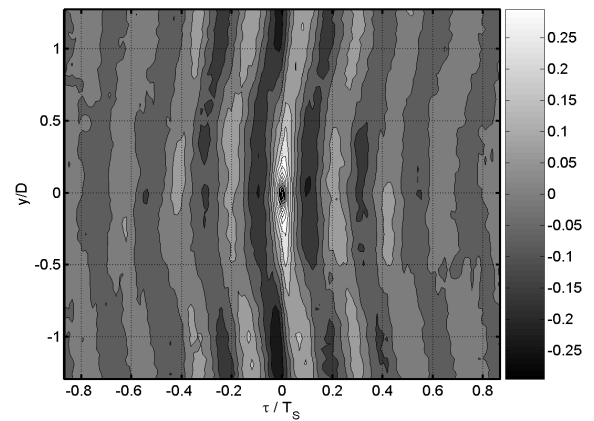


FIG. 7.19 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{vv}$  en  $x/D = 2.05$  pour  $H/D = 0,3$ .

## Conclusion

L'analyse des corrélations vitesse/vitesse a tout d'abord permis de confirmer la suppression d'un battement vertical du sillage. Cette suppression est liée à la destruction de vorticité dans la couche cisailée inférieure par l'éjection de fluide au niveau du point de décollement. On peut donc penser qu'il n'existe plus de structures cohérentes du sillage lâchées dans le plan de symétrie.

Le chapitre 5 a montré des évolutions très marquées des statistiques de pression au niveau du point  $S_1$  ainsi que dans les branches du décollement. On le retrouve très bien sur les corrélations vitesse/vitesse. En amont de  $S_1$  on se situe à l'extérieur de la structure décollée et on ne détecte que l'instationnarité du point de décollement (composantes  $u$  et  $w$  de la vitesse). L'interaction est caractérisée par l'éjection de fluide de la paroi vers l'intérieur du sillage.

En aval de  $S_1$ , on passe dans la partie interne au décollement moyen et on observe la coexistence de l'instationnarité du décollement et du battement du sillage. Les corrélations vitesse/vitesse dans le



plan rasant mettent en évidence le battement transversal de la structure décollée à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Les structures cohérentes sont lâchées dans un plan quasi-parallèle à la paroi et entraînent le battement transversal du sillage. De part et d'autre de  $S_1$ , on a l'existence de deux instationnarités très différentes qui feront l'objet des deux dernières parties du chapitre.

## 7.2 Lien pression/vitesse associé à l'instationnarité du point de décollement

### 7.2.1 Domination de l'instationnarité du point de décollement sur la signature en pression proche de $S_1$

Dans le plan de symétrie, on a pu mettre en évidence un couplage de l'ensemble du sillage avec l'instationnarité du point de décollement. On vérifie ici en sélectionnant 16 capteurs de pression de la ligne axiale que cette instationnarité domine la signature en pression pariétale fluctuante. Pour cela on utilise la décomposition *POD* de l'énergie du signal de pression qui a permis de mettre en évidence la domination du lâcher tourbillonnaire pour  $H/D = 0.75$ . Comme au chapitre 6, on étudie la convergence *POD* du  $Cp'$  et de la *DSP*.

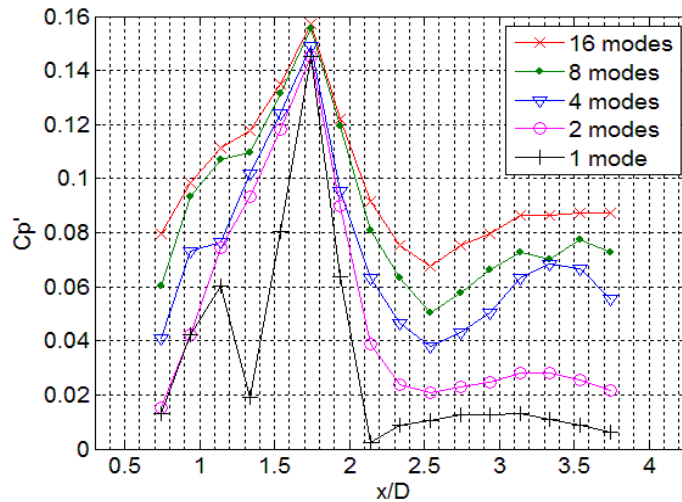


FIG. 7.20 – Convergence du  $Cp'$  en fonction du nombre de modes *POD* considérés pour  $H/D = 0.3$

La figure 7.20 nous montre une convergence du  $Cp'$  beaucoup plus rapide autour de  $x/D = 1.74$ . A cette position, la convergence des *DSP* autour de  $30Hz$  est très rapide ce qui implique d'un point de vue énergétique, que l'interaction du sillage avec la paroi est fortement dominée par l'instationnarité du point de décollement (figure 7.21(haut)).

On sait d'après le chapitre 5 qu'en aval de  $S_1$ , on se trouve dans une zone intermédiaire entre  $S_1$  et  $S_2$  caractérisée par un écoulement de retour sans fréquence caractéristique marquée dans le signal de pression (figure 5.39). La convergence du  $Cp'$  est logiquement plus lente dans cette zone. La convergence de la *DSP* en  $x/D = 2.54$  nous montre que l'énergie est en fait contenue dans les modes supérieurs car la contribution des modes 1 et 2 est très faible.

Le point  $S_2$  est le point moyen de recollement de la couche cisailée supérieure. Le niveau de fluctuations plus élevé dans cette zone induit une convergence légèrement plus rapide du  $Cp'$ . Très peu d'énergie semble contenue dans les deux premiers modes alors que l'ajout des modes 3 et 4 améliore sensiblement la convergence. La décorrélation des phénomènes de recollement du sillage et d'oscillation du point de décollement permettrait d'expliquer la décomposition du signal de pression par la *POD* avec les deux premiers modes associés à l'instationnarité du décollement et les modes 3 et 4 associés

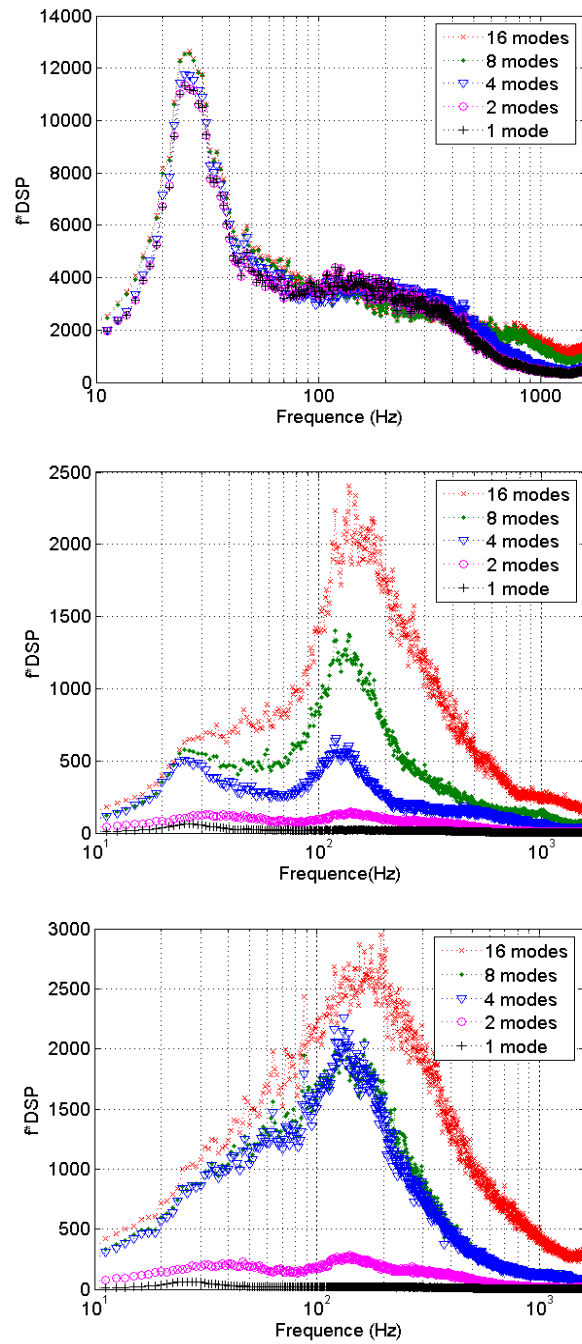


FIG. 7.21 – Convergence de la *DSP* en fonction du nombre de modes *POD* considérés pour  $H/D = 0.3$  : (haut)  $x/D = 1.74$ ; (milieu)  $x/D = 2.54$ ; (bas)  $x/D = 3.34$

au recollement du sillage. La convergence des  $DSP$  en  $x/D = 3.34$  montre de nouveau que très peu d'énergie est associée aux modes 1 et 2 alors que les modes supérieurs représentent bien les fluctuations de pression.

L'analyse  $POD$  sur la ligne axiale montre ainsi que d'un point de vue énergétique, l'instationnarité du point de décollement domine la signature en pression de  $x/D = 0.94$  à  $x/D = 3.74$ . Les deux premiers modes les plus énergétiques sont associés au point de décollement tandis que les autres modes sont associés aux phénomènes d'énergie plus faible tels que le recollement du sillage.

## 7.2.2 Analyse des corrélations pression/vitesse

Après l'étude des corrélations vitesse/vitesse, on connaît la structure globale de l'écoulement dans le plan de symétrie et le plan rasant. On souhaite maintenant comprendre le lien spatio-temporel entre pression fluctuante et vitesse fluctuante.

### 7.2.2.1 Analyse dans le plan de symétrie

Les corrélations pression/vitesse  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$  sont calculées dans le plan de symétrie à partir des grandeurs de vitesse et pression fluctuantes :

$$R_{pu}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

$$R_{pw}(z/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot w(z/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

( $x$  et  $y$  ont été omis pour raisons de clarté)

On se place au niveau du maximum de fluctuation de vitesse en  $x/D = 1.74$ , légèrement en amont de  $S_1$ . Le capteur de pression sélectionné est à la même position longitudinale. Dans ce cas, les figures 7.22 et 7.23 mettent en évidence une corrélation marquée dans la zone d'éjection mais faible dans la partie haute du sillage.

La seconde remarque concerne les relations de phase entre pression et vitesse qui ont fondamentalement changées par rapport à la position  $H/D = 0.75$ . Aucune quadrature n'est observée que ce soit sur  $R_{pu}$  ou  $R_{pw}$ . Dans le chapitre 6, on a pu associer cette quadrature au déplacement de la couche cisailée inférieure et de l'ensemble du sillage par rapport à la paroi. La disparition du battement du sillage dans le plan de symétrie semble coïncider avec la disparition de la relation de quadrature entre pression et vitesse. L'instationnarité du point de décollement modifie complètement la nature de l'interaction et du lien pression/vitesse. Proche de la paroi,  $p$  et  $u$  sont en phase tandis que  $R_{pw}$  possède une large zone de corrélation négative pour un décalage temporel nul. Ces observations sont cohérentes avec le fait que l'instationnarité du point de décollement affecte la composante  $u$  proche de la paroi alors que l'éjection du fluide implique une modification de  $w$  importante selon  $z$ . Les relations de phase restent à expliquer.

### 7.2.2.2 Analyse dans le plan rasant

De la même façon, les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  sont calculées dans le plan rasant sur la ligne transversale  $x/D = 1.74$  (figures 7.24 et 7.25). On retrouve la relation en phase entre  $p$  et  $u$  dans la zone proche du décollement observée dans le plan médian. Aucune corrélation n'est observée entre la pression et la vitesse transversale  $v$ . On avait effectivement montré à travers les corrélations vitesse/vitesse qu'il n'existait pas dans cette zone de mouvement cohérent selon  $y$ .

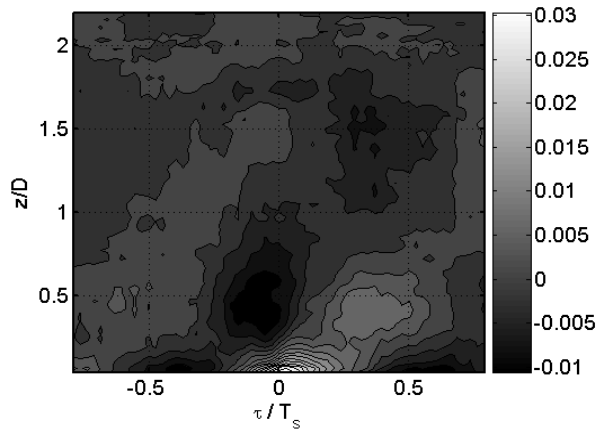


FIG. 7.22 – corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

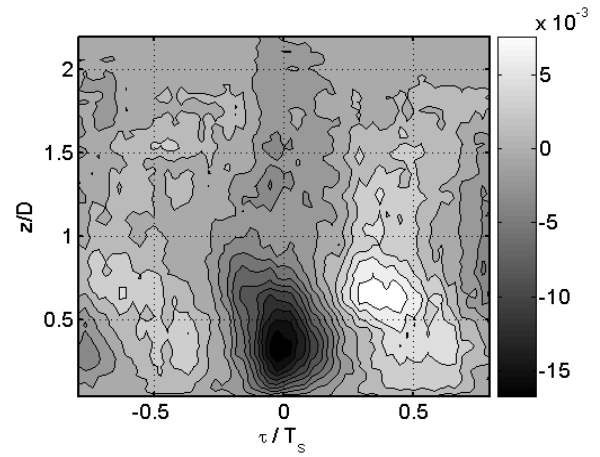


FIG. 7.23 – corrélations spatio-temporelles  $R_{pw}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

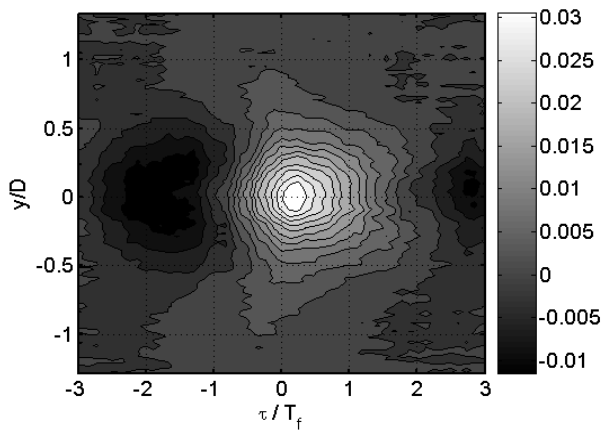


FIG. 7.24 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

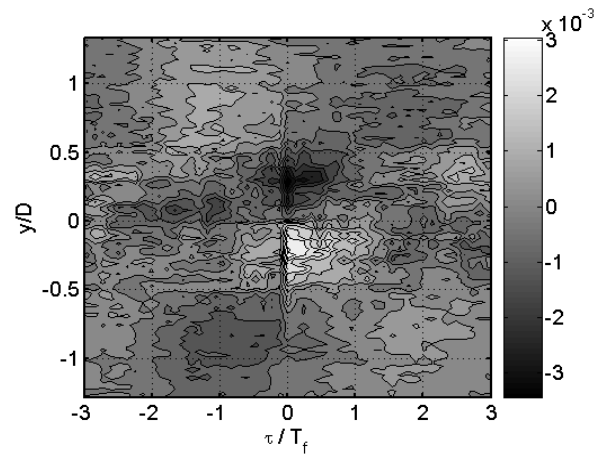


FIG. 7.25 – Corrélations spatio-temporelles  $R_{pv}$  en  $x/D = 1.74$  pour  $H/D = 0, 3$ .

### 7.2.3 Propriétés spatio-temporelles du point de décollement - Outils d'analyse Lagrangien

L'analyse des signaux de pression pariétale a permis de mettre en évidence un phénomène basse fréquence dans la zone du point de séparation. Les *DSP* de pression (figure 5.39) ont notamment montré que l'instationnarité basse-fréquence est responsable du niveau important de fluctuation de pression en paroi dans cette zone. L'outil d'analyse Lagrangien (*FTLE*) décrit aux chapitres 2 et 4 est utilisé pour caractériser les propriétés spatio-temporelles du point de décollement et comprendre quels sont dans cette configuration les phénomènes responsables de fluctuations de vitesse en proche paroi.

#### 7.2.3.1 Détection du point de séparation

A tout instant et en tout point du champ de vitesse, l'outil *FTLE* permet de détecter les zones d'étirement et convergence de l'écoulement à partir du calcul des trajectoires des particules fluides sur un temps fini  $T$ . Un temps d'intégration  $T$  négatif est utilisé si bien que le décollement est vu comme une séparatrice instable associée à une crête du champ de *FTLE* (figure 7.26).

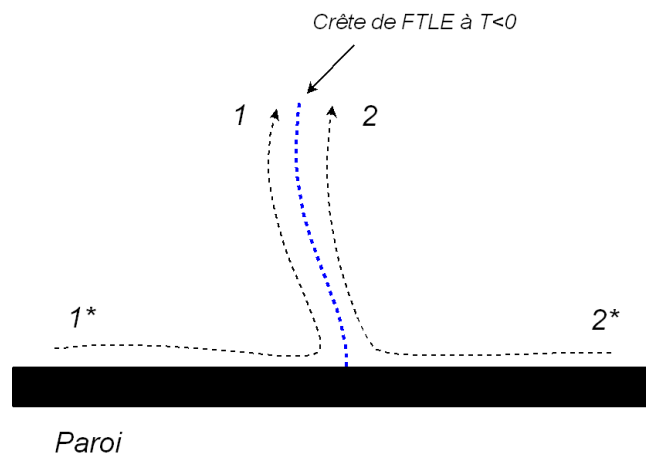


FIG. 7.26 – Représentation de la trajectoire des particules de chaque côté d'une crête de *FTLE* au niveau d'un point de décollement instationnaire à la paroi.

Pour chacun des champs de vitesse instantanés, on calcule les coefficients *FTLE* sur les trois premières lignes de fenêtres d'interrogation. Pour cette étude liée à l'instationnarité du point de décollement, on effectue quelques simplifications (voir détails supplémentaires du calcul *FTLE* dans les chapitres 2 et 4) :

- ⇒ Bien que l'écoulement soit globalement tridimensionnel, on considère que les données *HS-PIV* ( $f = 2kHz$ ) donnant accès aux deux composantes du champ de vitesse dans le plan de symétrie ( $y/D = 0$ ) sont suffisantes pour caractériser la dynamique du décollement instationnaire. En effet lorsque l'on effectue une intégration à temps  $T < 0$  en utilisant les données de vitesse deux composantes, la crête de *FTLE* est toujours associée à l'éjection de particules fluides de la paroi vers l'écoulement. Au cours du chapitre 5, l'analyse des statistiques de vitesse dans la zone proche du point de décollement moyen a montré que les fluctuations de vitesse longitudinales sont beaucoup plus importantes que les fluctuations transversales (figure 5.21). On peut donc penser que le point de décollement fluctue peu de manière transversale. Au contraire, on a montré que les fluctuations de vitesse transversales sont très importantes dans les branches du décollement (figure 5.21).
- ⇒ Les données *HS-PIV* ne peuvent être précises jusqu'à la paroi à cause de (i) la réflexion de la nappe laser (bien qu'une peinture anti-reflet ait été utilisée) et de (ii) la résolution spatiale

de la  $HS - PIV$  (fenêtre  $16 \times 16$  de côté  $1.73mm$ ). Dans le but d'améliorer la modélisation de la paroi, une grille virtuelle  $PIV$  est étendue jusqu'à la paroi et même en dessous de la paroi. Le champ de vitesse dans cette zone (en dessous du dernier vecteur vitesse valide) est construit en postulant que la paroi correspond à une condition de glissement. Les vitesses longitudinales (respectivement verticales) sont ainsi supposées paires (respectivement impaires) et fonctions de leur distance relative à la paroi. Une condition « miroir » est donc appliquée à la région de proche paroi (figure 7.27). Cette approximation est valide car les échelles visqueuses des structures de proche paroi sont faibles en comparaison des structures cohérentes de l'écoulement (d'échelle de l'ordre du diamètre du disque) recherchées ici.

⇒ La valeur du temps d'intégration  $T$  doit être choisie. Une valeur inférieure est fixée par la fréquence d'acquisition de la mesure  $PIV$  ( $\Delta t_{PIV} = 0.5ms$ ).  $|T_{min}| = 1ms$  utilise ainsi trois champs de vitesse consécutifs pour l'intégration de la trajectoire. Des tests systématiques et des calculs de trajectoires ont montré que  $T \in [-2.5ms; -1ms]$  est un bon choix pour caractériser l'éjection des particules fluides proche du point de décollement. Ce choix est bien sûr qualitatif et peut être une des limitations à l'analyse des  $FTLE$ . La situation de décollement qui est étudié ici convient très bien à ce type d'analyse car les temps caractéristiques de déplacement du point de décollement ( $\tau_s = 1/30s$ ) sont grands devant le temps  $|T|$  d'intégration. On montre ainsi que la position du point d'éjection détecté par les  $FTLE$  est indépendant du temps d'intégration.

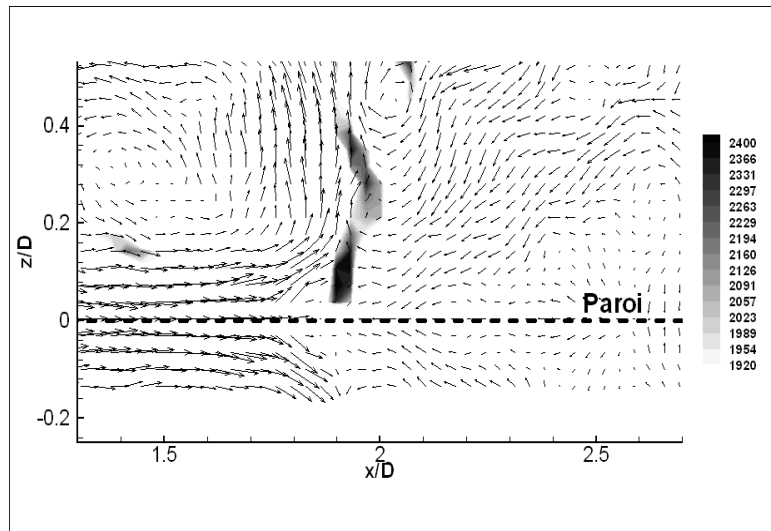


FIG. 7.27 – Condition « miroir » appliquée aux données  $HS - PIV$  proche de la paroi. Cas d'une crête à  $T < 0$  pour le décollement instationnaire

La localisation instantanée du point de séparation est obtenue en trouvant la position instantanée du maximum de  $FTLE$  sur la ligne horizontale la plus proche de la paroi ( $z/D = 0.039$  sur la figure 7.28). Ce maximum est obtenu avec une résolution spatiale de  $1.73mm$  étant donné que les champs  $PIV$  sont calculés avec un recouvrement de 50% sur les fenêtres d'interrogation.

La figure 7.28 (gauche) montre un champ  $FTLE$  avec le champ de vitesse instantané. La zone représentée est un zoom sur la zone de variation du point de décollement avec une valeur seuil de représentation correspondant à 80% du maximum du champ de  $FTLE$ . La ligne d'étirement du champ de  $FTLE$  est très claire et est associée à l'éjection de l'écoulement de proche paroi vers l'intérieur du sillage. Le maximum de  $FTLE$  proche de la paroi correspond à notre meilleure estimation de la position du point de décollement  $x_s(t)$ . Il est alors possible de suivre la position du décollement sur toutes les données  $HS - PIV$  en relevant le maximum de  $FTLE$  sur la ligne horizontale  $PIV$  à  $z/D = 0.039$ .

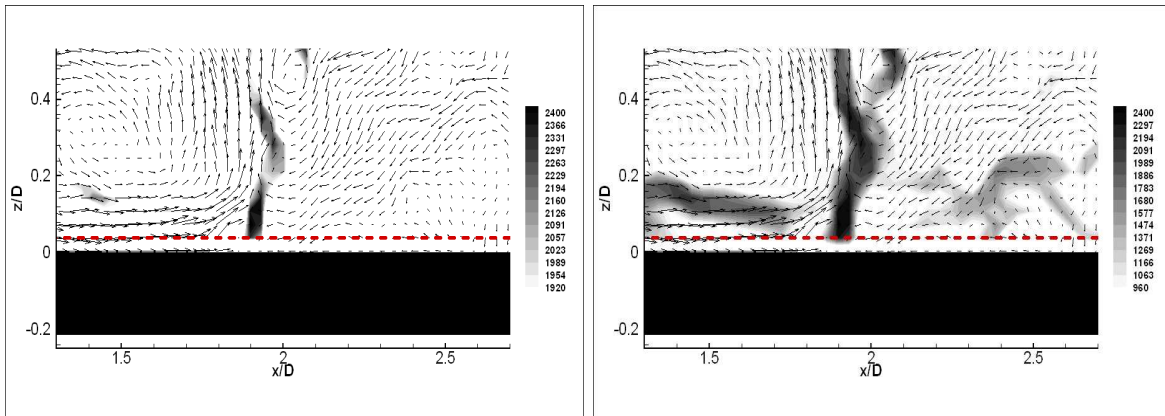


FIG. 7.28 – Champ instantané de FTLE superposé au champ instantané de vitesse : (gauche) filtré à 80% du maximum du champ de FTLE ; (droite) filtré à 40% du maximum du champ de FTLE. — : ligne  $z/D = 0.039$

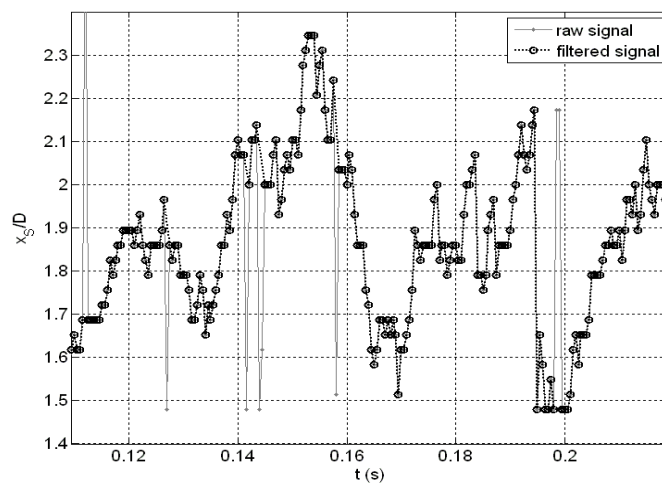


FIG. 7.29 – Evolution temporelle de la position du maximum de FTLE ( $T = -1ms$ ) sur la ligne horizontale  $z/D = 0.039$  avec et sans filtrage (critère de vitesse)

Les évolutions temporelles filtrées et brutes de ce maximum  $x_S(t)$  sont données sur la figure 7.29. La courbe brute de  $x_S(t)$  met en évidence des « sauts » brusques. Pour comprendre cela, il faut garder à l'esprit que pour cet écoulement complexe à des nombres de Reynolds relativement hauts, la structure du champ  $FTLE$  peut apparaître compliquée dans la région proche du point de décollement. La figure 7.28 (droite) montre le même champ  $FTLE$  avec un seuillage divisé par deux sur la valeur minimale représentée (40% de la valeur du maximum du champ de  $FTLE$ ). On voit que la proximité de l'écoulement cisailé du sillage induit un champ  $FTLE$  complexe. Notre schéma de détection repose sur le fait que les éjections grandes échelles (de l'ordre de la distance disque/plaque) du fluide dans la région de proche paroi font apparaître la ligne d'étirement la plus intense du champ de  $FTLE$ . On observe ici que cette affirmation peut s'avérer fautive sur certains champs instantanés et que cela induit des variations non-physique brusques pour  $x_S(t)$ .

En laissant la recherche d'un schéma de détection plus élaboré pour des analyses futures, nous avons décidé de retirer ces variations brusques de  $x_S(t)$ . En observant que les mouvements grandes échelles de  $x_S(t)$  se produisent à une fréquence caractéristique  $f \sim 30Hz$ , avec une valeur rms  $\sigma_{x_S}/D = 0.19$  (voir plus loin), on peut conclure que l'ordre de grandeur de l'amplitude de la vitesse associée au déplacement de ces grandes échelles est  $V \sim 2\pi f \cdot \sigma_{x_S} \sim 1.8m/s$ . Le filtrage par critère de vitesse rejette la réalisation  $x_S(t_i)$  si la vitesse calculé à partir de la courbe brut dépasse un certain seuil. Les statistiques discutées par la suite ne sont pas sensible au choix de ce seuil entre  $V_{max} = 20m/s$  et  $V_{max} = 30m/s$ . Pour  $V_{max} = 20m/s$  choisi ici, 10% des réalisations  $x_S(t)$  sont rejetées. Seuls les données restantes (19180 parmi les 21370 champs de vitesse enregistrés) sont retenus pour les statistiques discutés dans la suite du travail.

Les évolutions temporelles du maximum de  $FTLE$   $x_S(t)$  calculées pour des temps d'intégration différents ( $T = -1ms$  et  $T = -2ms$ ) sont exposés sur la figure 7.30. On s'aperçoit que la détection de  $x_S(t)$  est robuste et ne dépend pas du choix du temps d'intégration  $T$ .

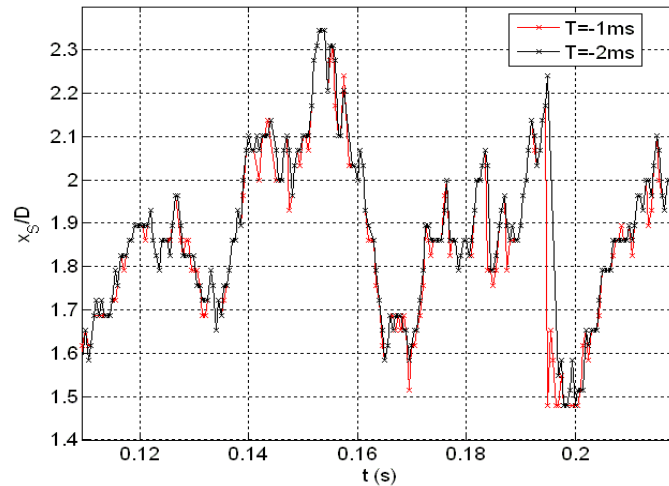


FIG. 7.30 – Evolution temporelle de la position du maximum de  $FTLE$  sur la ligne horizontale  $z/D = 0.039$  pour deux temps d'intégration

L'évolution temporelle filtrée  $x_S(t)$  (figure 7.29) permet de montrer que pour cette configuration  $H/D = 0.3$ , le décollement est certes instationnaire mais surtout qu'il évolue dans un espace restreint ( $1.4 < x/D < 2.4$ ) sous le sillage moyen. Pour les positions de disque supérieures à  $H_C/D$ , le décollement peut apparaître dans certaines phases du battement du sillage mais il est ensuite convecté en aval lors des phases suivantes. Il existe certainement un lien entre la disparition du battement vertical du sillage pour  $H/D = 0.3$  et la « stabilisation » du point de décollement sous la bulle de recirculation



moyenne. On observe aussi qu'une fréquence caractéristique semble associée à l'évolution  $x_S(t)$ . On va donc calculer la  $DSP$  de  $x_S$  et la comparer à la  $DSP$  du signal de pression.

Nous avons vu dans la description des données  $HS - PIV$  (chapitre 3) que cinq séries d'image ( $5 \times 4274$  champs PIV) ont été obtenues à une fréquence d'échantillonnage de  $2kHz$ . Chaque série de  $x_S(t)$  est découpée en segments de 1024 points avec un recouvrement de 75% et une fenêtre de Hamming est utilisée pour calculer les spectres instantanés modifiés. La  $DSP$  de  $x_S$ , normalisée par  $\langle x_S^2 \rangle$ , est montrée figure 7.31. On doit être conscient que pour une analyse quantitative de tels phénomènes basse-fréquence, le nombre de moyenne est faible. Cependant, en comparant les  $DSP$  normalisées des fluctuations du point de décollement  $x_S(t)$  et du signal de pression fluctuant (figure 7.31), on s'aperçoit que la fréquence caractéristique de l'instationnarité du point de décollement coïncide très bien avec la fréquence dominante du signal de pression fluctuant.

On peut aussi remarquer l'efficacité du filtrage par le critère de vitesse sur cette même figure 7.31 car non seulement on détecte sur la  $DSP$  non filtrée le pic associé au déplacement du point de décollement mais aussi une partie haute fréquence. Dans les précédents paragraphes, cette partie haute fréquence a été attribuée aux variations non physiques de  $x_S(t)$ . La contribution haute fréquence de  $x_S(t)$  a pu être supprimée par le critère de vitesse.

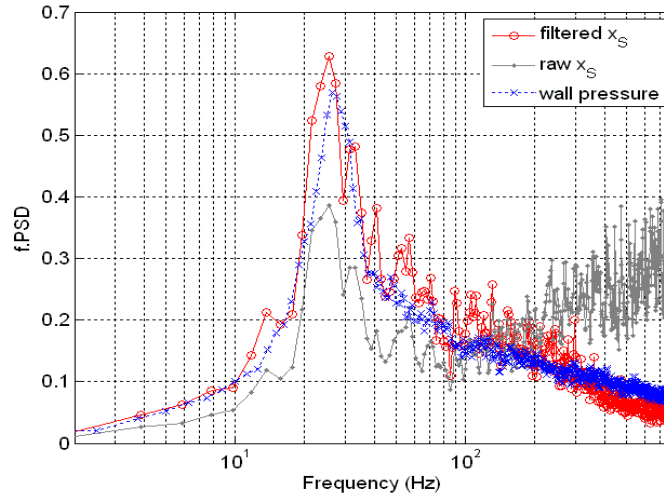


FIG. 7.31 –  $\circ$ ,  $f \times PSD(x_{S,filtered}) / \langle x_{S,filtered}^2 \rangle$  sur la ligne horizontale  $z/D = 0.039$  ;

$\bullet$ ,  $f \times PSD(x_{S,raw}) / \langle x_{S,raw}^2 \rangle$  sur la ligne horizontale  $z/D = 0.039$  ;

$\times$   $f \times PSD(p(x)) / \langle p^2(x) \rangle$  pour  $x/D = 1.74$  (valeur de pression la plus proche du point de décollement moyen  $\langle x_S(t) \rangle$ )

#### 7.2.4 Application à l'étude des fluctuations de vitesse

On part d'une constatation qui a été faite dans le chapitre 5 : dans le plan rasant pour la configuration  $H/D = 0.3$ , les maximums de vitesse et de pression fluctuante (figures 5.32) sont situées en amont de la position du point col  $S_1$  ( $x_1/D = 2.02$  sur la figure 7.9) . Connaissant l'évolution temporelle du point de décollement, nous allons nous appuyer sur les statistiques de vitesse conditionnées par la position du point de décollement pour expliquer cette observation.

La fonction de densité de probabilité ( $pdf$ ) de  $x_S(t)$  est obtenue en divisant l'espace de variation de  $x_S(t)$  ( $[x_{min}/D; x_{max}/D] = [1.5; 2.7]$ ) en  $N_b = 36$  segments de largeur  $\Delta x_S/D = 0.035$ . Elle est tracée figure 7.32. Les positions moyennes et rms de  $x_S(t)$  sont  $\langle x_S(t) \rangle / D = 1.92$  et  $\sigma_{x_S}/D = 0.19$ .

$\langle x_S(t) \rangle$  ne correspond donc pas à la position moyenne du point singulier  $S_1$ .  $\langle x_S(t) \rangle$  est localisé en amont de  $S_1$ , dans la région du maximum de fluctuation de vitesse dans le plan rasant (figure 5.19) ainsi que dans la région de maximum de  $Cp'$  (figure 5.32). La pdf de  $x_S$  a une dissymétrie positive, ce qui peut être expliqué par le fait que la région décollée est contrainte par l'écoulement haute vitesse sous le disque lorsque qu'un mouvement vers l'amont est enclenché. On calcule maintenant les statistiques de vitesse conditionnées par la position du point de décollement.

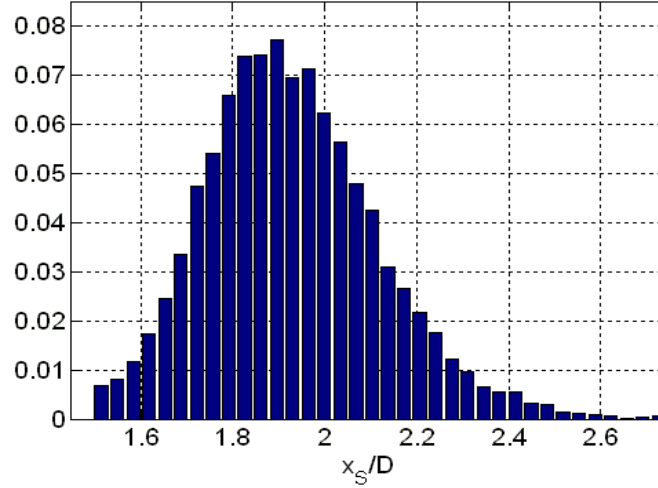


FIG. 7.32 – pdf du maximum de  $FTLE$  sur la ligne horizontale  $z/D = 0.039$

La moyenne  $\langle U \rangle (x)$  ainsi que la variance  $\langle u^2 \rangle (x)$  à une position donnée  $x$  peuvent s'écrire :

$$\langle U \rangle (x) = \sum_{i=1}^{N_b} \langle U|_{x_S} \rangle_i (x) \cdot p_i$$

$$\langle u^2 \rangle (x) = \sum_{i=1}^{N_b} \langle u^2|_{x_S} \rangle_i (x) \cdot p_i = \sum_{i=1}^{N_b} \langle u|_{x_S} \rangle_i^2 (x) \cdot p_i + \sum_{i=1}^{N_b} \langle u''^2|_{x_S} \rangle_i (x) \cdot p_i$$

$p_i$  est la probabilité pour  $x_S$  de se situer dans l'intervalle numéro  $i$ . Pour les valeurs de  $x_S$  situées dans l'intervalle numéro  $i$ ,  $\langle U|_{x_S} \rangle_i (x)$  est la vitesse moyenne conditionnelle et la fluctuation de vitesse  $u(x, t) = U(x, t) - \langle U \rangle (x)$  est décomposée comme suit :

$$u(x, t) = u|_{x_S}(x, t) = \langle u|_{x_S} \rangle_i (x) + u''|_{x_S}(x, t)$$

avec  $\langle u(x, t) \rangle = 0$  et  $\langle u''|_{x_S}(x, t) \rangle_i = 0$

En calculant la moyenne de vitesse longitudinale  $\langle U \rangle (x) = \sum_{i=1}^{N_b} \langle U|_{x_S} \rangle_i (x) \cdot p_i$  à une position donné  $x$  de la ligne axiale, le poids des évènements associés à  $x_S > x$  est bien plus important que pour ceux associés à  $x_S < x$  car les premiers sont associés à des vitesses longitudinales fortement positives correspondant à l'écoulement de forte convection sous le disque tandis que les seconds sont associés à des vitesses longitudinales modérément négatives correspondant à l'écoulement de retour à l'intérieur du décollement (figure 7.9). La pdf de vitesse longitudinale fluctuante au maximum de fluctuation de vitesse ( $x/D = 1.86$  avec  $\langle U \rangle (x/D = 1.86; y/D = 0) = 10m/s$ ) tracé figure 7.34 montre clairement un comportement bimodal.

Ainsi,  $S_1$  est décallé vers des valeurs de  $x$  plus importantes et se situe en aval de la position moyenne  $\langle x_S \rangle$  d'éjection des particules de la paroi.

Afin d'illustrer ce propos, on va considérer un écoulement de convection sous le sillage ( $x_S > x$ ) et un écoulement de retour ( $x_S < x$ ) de vitesse constante et égaux respectivement à  $U = U_G > 0$  et  $U = -U_R < 0$  avec  $U_R < U_G$ . La position longitudinale  $x_1$  du point singulier  $S_1$  est alors donné par :

$$\langle U \rangle (x_1) = 0 \Leftrightarrow p(x_S > x_1)/p(x_S < x_1) = U_R/U_G < 1$$

$p(x_S > x_1)$  (respectivement  $p(x_S < x_1)$ ) étant la probabilité pour  $x_S$  d'être supérieur (respectivement inférieur) à  $x_1$ , cela conduit à  $\langle x_S \rangle < x_1$ .

Dans la décomposition de la variance  $\langle u^2 \rangle (x)$ , le premier terme  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle u|_{x_S} \rangle^2 (x) \cdot p_i$  correspond à la variance locale due au déplacement du point de décollement  $x_S$  alors que le second terme  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle u''|_{x_S} \rangle^2 (x) \cdot p_i$  correspond à la turbulence portée par les différents états du décollement. L'évolution de  $\langle u^2 \rangle (x)$  le long de la ligne axiale et au travers de la région décollée est tracée sur la figure 7.33 avec les deux termes de décomposition. Il est marquant de voir que le maximum de  $\langle u^2 \rangle (x)$  résulte essentiellement du déplacement du point de décollement  $x_S$  alors que le terme associé à la turbulence est assez plat dans cette région.

L'approche Lagrangienne proposée ici nous permet donc de distinguer clairement deux contributions à la variance. Etre capable d'identifier de telles contributions est très important pour effectuer des comparaisons de calculs instationnaires avec des résultats expérimentaux mais aussi pour donner des indications pertinentes à la modélisation de la turbulence, par exemple dans le cadre des méthodes Unsteady RANS ou Hybride *RANS - LES*.

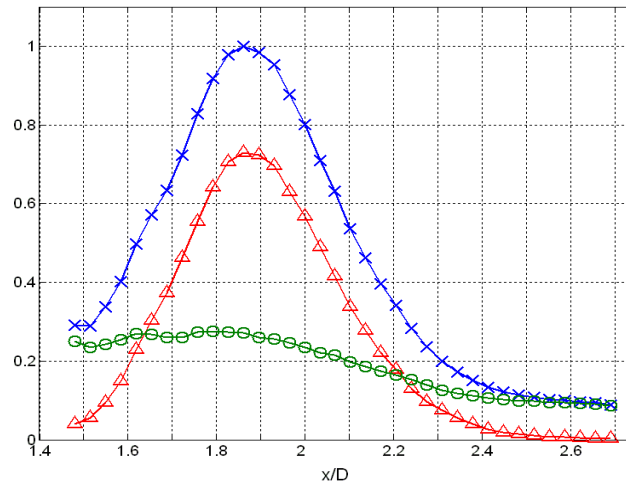
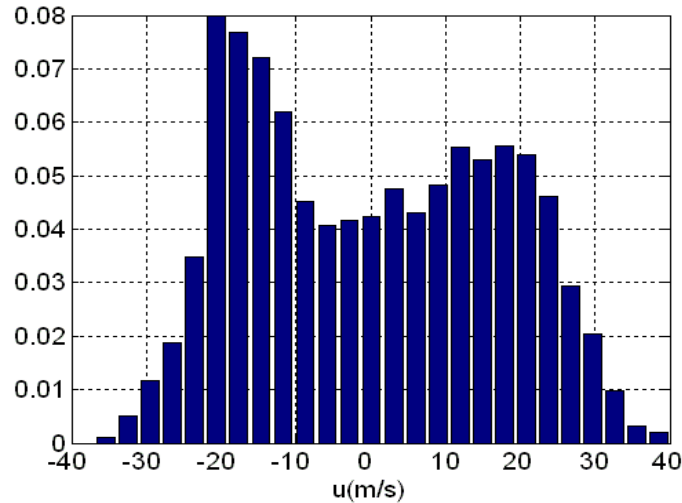


FIG. 7.33 – Evolution longitudinale ( $y/D = 0$ ) de  $\langle u^2 \rangle (x)$  et de ces contributions :  $\times$ ,  $\langle u^2 \rangle / [\langle u^2 \rangle]_{max}$  ;  $\triangle$ ,  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle u|_{x_S} \rangle_i^2 (x) \cdot p_i / [\langle u^2 \rangle]_{max}$  ;  $\circ$ ,  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle u''|_{x_S} \rangle_i^2 (x) \cdot p_i / [\langle u^2 \rangle]_{max}$

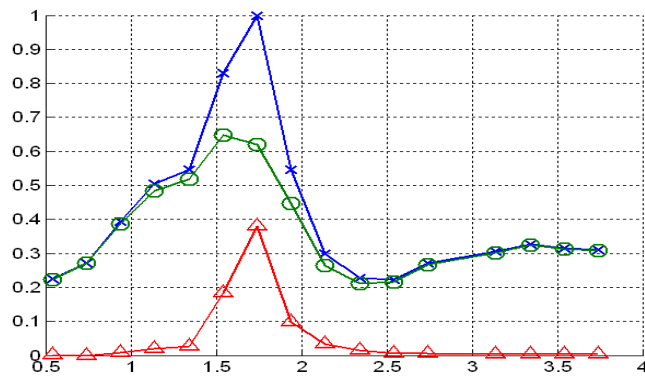
### 7.2.5 Application à l'étude des fluctuations de pression dans la zone proche du décollement

Pour le capteur de pression situé le plus proche du point moyen d'éjection des particules, la *DSP* normalisée est donnée sur la figure 7.31. Il est de nouveau possible d'appliquer le même principe de moyenne conditionnelle et donc de décomposer la variance du signal de pression  $\langle p^2 \rangle$  en une contribution liée aux déplacement du point de décollement et une autre liée à la turbulence porté par chacun des états. On a ainsi,

FIG. 7.34 – pdf de la vitesse longitudinale fluctuante  $u(x, t)$  en  $x/D = 1.86$ 

$$\langle p^2 \rangle (x) = \sum_{i=1}^{N_b} \langle p|_{x_S}^2 \rangle_i (x) \cdot p_i = \sum_{i=1}^{N_b} \langle p|_{x_S} \rangle_i^2 (x) \cdot p_i + \sum_{i=1}^{N_b} \langle p''|_{x_S}^2 \rangle_i (x) \cdot p_i$$

Cette procédure est appliquée sur l'ensemble des capteurs de la ligne axiale ce qui nous permet d'obtenir l'évolution de  $\langle p^2 \rangle$  et de ses contributions sur la figure 7.35. On observe ainsi que la contribution du déplacement du point de décollement  $x_S(t)$  est négligeable en dehors de la zone du maximum de  $\langle p^2 \rangle$  ( $\Leftrightarrow Cp'$ ) en  $x/D \sim 1.74$ . On sait que cette position coïncide avec la position moyenne du point de décollement  $\langle x_S(t) \rangle$  et que dans cette zone, les déplacements du point de décollement sont responsables de plus de 70% des fluctuations de vitesses mesurées ponctuellement par la PIV. Etant donné que la mesure de pression en paroi intègre les contributions de l'ensemble de l'écoulement pour toutes les fréquences comprises dans l'intervalle  $[0; 1.6kHz]$ , la contribution du déplacement du point de décollement est incluse dans un ensemble de contribution. On met en évidence ici l'influence de l'ensemble de l'écoulement et de la turbulence sur la génération de pression pariétale fluctuante.

FIG. 7.35 – Evolution longitudinale ( $y/D = 0$ ) de  $\langle p^2 \rangle (x)$  et de ces contributions :

- $\times$ ,  $\langle p^2 \rangle / [\langle p^2 \rangle]_{max}$  ;
- $\triangle$ ,  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle p|_{x_S} \rangle_i^2 (x) \cdot p_i / [\langle p^2 \rangle]_{max}$  ;
- $\circ$ ,  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle p''|_{x_S}^2 \rangle_i (x) \cdot p_i / [\langle p^2 \rangle]_{max}$

### 7.2.6 Application à l'analyse des corrélations pression/vitesse - Moyennes conditionnelles du champ de vitesse et de pression

On cherche à analyser le signe des corrélations pression/vitesse  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$  sous la bulle de recirculation moyenne en  $x/D = 1.74$  (figures 7.22 et 7.23). On a vu notamment que  $p$  et  $u$  sont en phase dans la zone de forte convection ( $z/D = 0.07$ ) et que  $p$  et  $w$  sont en opposition de phase dans la zone d'éjection du fluide ( $z/D \sim 0.18$ ).

On représente les composantes  $u$  et  $w$  dans ces zones en fonction de la pression pariétale en  $x/D = 1.74$  avec un tracé en nuage de points (figures 7.36 et 7.37). Pour  $R_{pw}$ , on a bien en moyenne des vitesses  $w$  positives (respectivement négatives) associées à des fluctuations de pression  $p$  négatives (respectivement positives). Ce tracé ne permet cependant pas de comprendre l'origine des fluctuations de pression. Pour  $R_{pu}$ , on s'aperçoit que la relation pression/vitesse est plus complexe et qu'aucune conclusion ne peut être tirée d'un tel tracé.

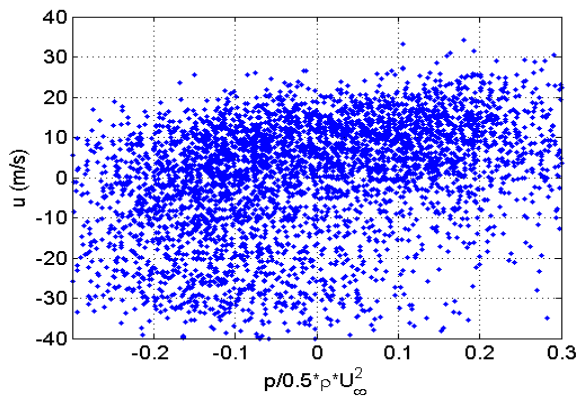


FIG. 7.36 – Représentation en nuage de points des réalisations  $u(x/D = 1.74; z/D = 0.07)$  et  $p(x/D = 1.74; y/D = 0)$ .

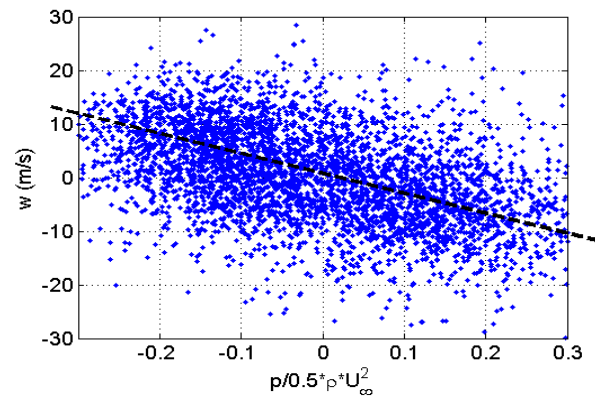


FIG. 7.37 – Représentation en nuage de points des réalisations  $u(x/D = 1.74; z/D = 0.07)$  et  $p(x/D = 1.74; y/D = 0)$ .

Comme pour les fluctuations de vitesse ou de pression, les moyennes conditionnelles de pression  $\langle p|_{x_S} \rangle_i$  et de vitesse  $\langle u|_{x_S} \rangle_i$  vont nous permettre de dissocier la contribution cohérente des corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pw}$  en  $x/D = 1.74$ . Etant donné que  $\langle p''|_{x_S} \rangle_i = \langle u''|_{x_S} \rangle_i = 0$ , la corrélation pression/vitesse  $\langle p.u \rangle$  s'écrit aussi :

$$\langle p.u \rangle = \sum_{i=1}^{N_b} \langle p|_{x_S} \rangle_i \cdot \langle u|_{x_S} \rangle_i \cdot p_i + \sum_{i=1}^{N_b} \langle p''|_{x_S} \cdot u''|_{x_S} \rangle_i \cdot p_i$$

où  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle p|_{x_S} \rangle_i \cdot \langle u|_{x_S} \rangle_i \cdot p_i = \langle p.u \rangle_C$  est la contribution cohérente à la corrélation et  $\sum_{i=1}^{N_b} \langle p''|_{x_S} \cdot u''|_{x_S} \rangle_i \cdot p_i = \langle p.u \rangle_{NC}$  est la contribution non cohérente.

Après calcul, on obtient  $\langle p.u \rangle_C / \langle p.u \rangle = 41\%$  en  $(x/D; z/D) = (1.74; 0.07)$  et  $\langle p.w \rangle_C / \langle p.w \rangle = 55\%$  en  $(x/D; z/D) = (1.74; 0.18)$ . La relation pression/vitesse détectée sur les corrélations est bien la marque des structures cohérentes dans cette zone proche du point de décollement.

On trace maintenant les profils de pression et de pression fluctuante conditionnés pour les capteurs de pression de la ligne axiale en faisant varier la position  $x_S$  du point de décollement (figures 7.38 et 7.39). On observe une importante similarité des profils de pression et de pression fluctuante conditionnés au-delà de  $x/D \sim 2.1$  quelle que soit la position du point de décollement. Ceci explique pourquoi, dans le plan de symétrie et en aval du point  $S_1$ , les corrélations pression/vitesse ne mettent pas en

évidence de phénomènes dominants. Pour la configuration  $H/D = 0.75$ , les caractéristiques de pression évoluent fortement même en aval avec notamment un gradient de pression adverse qui se déplace avec la convection des structures cohérentes dans le plan de symétrie.

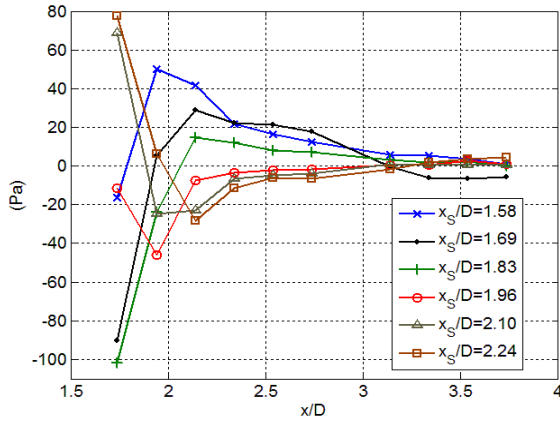


FIG. 7.38 – Moyenne conditionnelle des fluctuations de pression pour différentes positions  $x_S$  du point de décollement. Niveaux :  $p|_{x_S}$  (Pa).

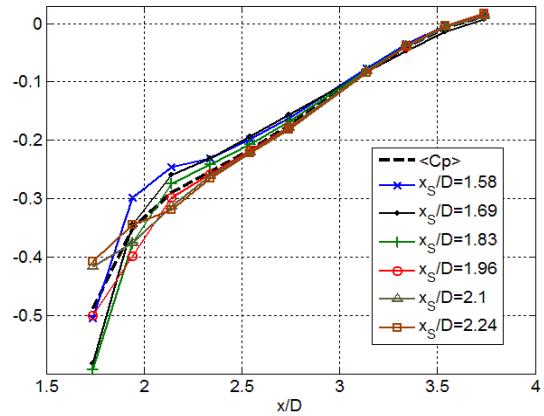


FIG. 7.39 – Moyenne conditionnelle des pressions pour différentes positions  $x_S$  du point de décollement. Niveaux :  $Cp|_{x_S}$ .

### 7.2.7 Identification de structures corrélées à la pression

On utilise ici l'évolution temporelle de la position  $x_S$  du point de décollement pour obtenir les moyennes conditionnelles de tout le champ de vitesse. Sur ces champs, on va tenter d'observer des structures cohérentes et d'effectuer un lien avec les profils de pression conditionnés.

On représente six moyennes conditionnelles du champ de vitesse, caractéristiques de l'évolution du point de décollement ( $x_S/D \in \{1.58; 1.69; 1.79; 1.9; 1.99; 2.14\}$  sur les figures 7.40 et 7.41). Le déplacement du point de décollement est clairement identifié.

Lorsque le point de décollement se situe en aval (figure 7.41(bas)), on constate que le point col se trouve dans l'écoulement. On semble observer un découplage entre la structure décollée et le sillage du disque. L'éjection de fluide de la paroi est alors en compétition avec la couche de mélange supérieure et le champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' |_{x_S} \rangle_i$  (figure 7.45(bas)) a un niveau important dans cette zone. Sur le champ de vorticité correspondant (figure 7.43(bas)), on observe une éjection de vorticité négative dont la seule source possible est la couche limite se développant à la paroi.

Lorsque le point de décollement se situe en amont (figure 7.40(haut)), l'écoulement de retour de proche paroi est d'avantage développé. Dans ce cas, les couches limites qui se rencontrent au niveau du point d'éjection ont des vorticités opposées (figure 7.42(haut)). Cette interaction destructrice pour la vorticité doit contribuer à diminuer le niveau de cisaillement au niveau de l'éjection (figure 7.44(haut)).

Une autre constatation est que la zone de vorticité positive en amont du point de décollement semble être plus intense lorsque le décollement se situe en amont (figures 7.40(haut-milieu-bas)). Il existe même une intensification de cette zone lorsque le décollement s'est déplacé en  $x_S/D = 1.79$  (figure 7.40(bas)). On tente de relier ces observations aux variations de pression conditionnée en  $x/D = 1.74$  (figure 7.46). Il apparaît que la dépression en  $x/D = 1.74$  est la plus importante quand la zone de vorticité semble la plus intense ( $x_S/D = 1.79$ ). Pour analyser cela, on calcule pour chacune des positions  $x_S$ , l'intensité des sources de pression dans tout le champ de vitesse.

Ce calcul des sources de pression conditionnées par  $x_S$  s'effectue en négligeant la contribution non

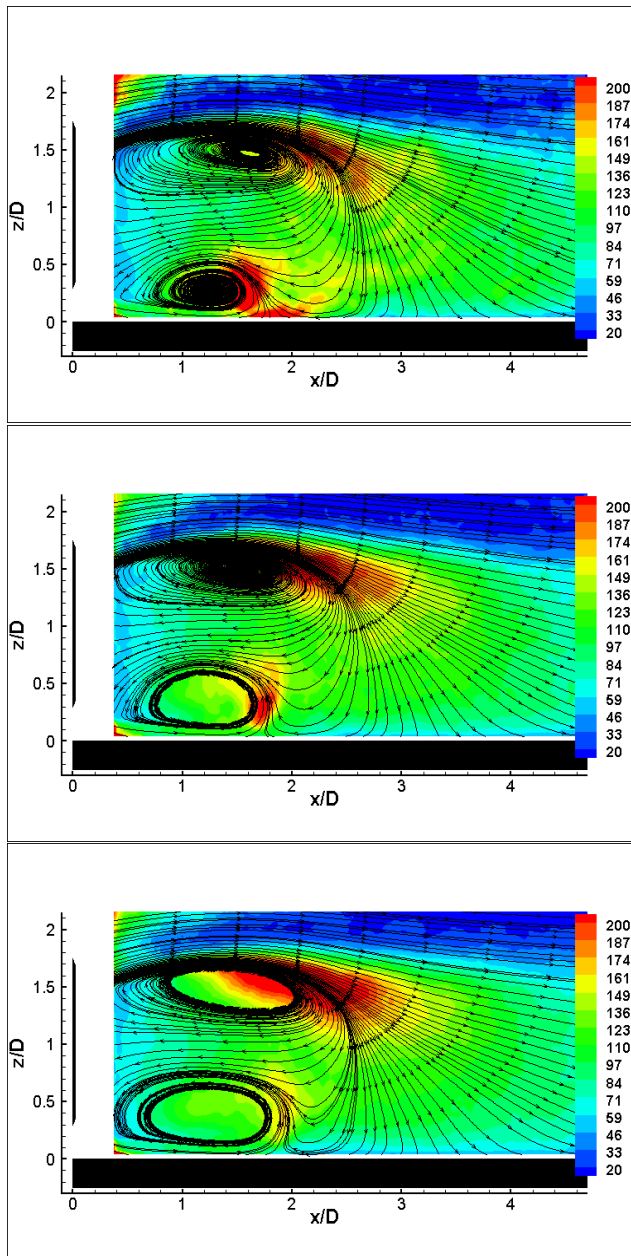


FIG. 7.40 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.58$  ; (milieu)  $x/D = 1.69$  ; (bas)  $x/D = 1.79$ . Niveaux :  $\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle$

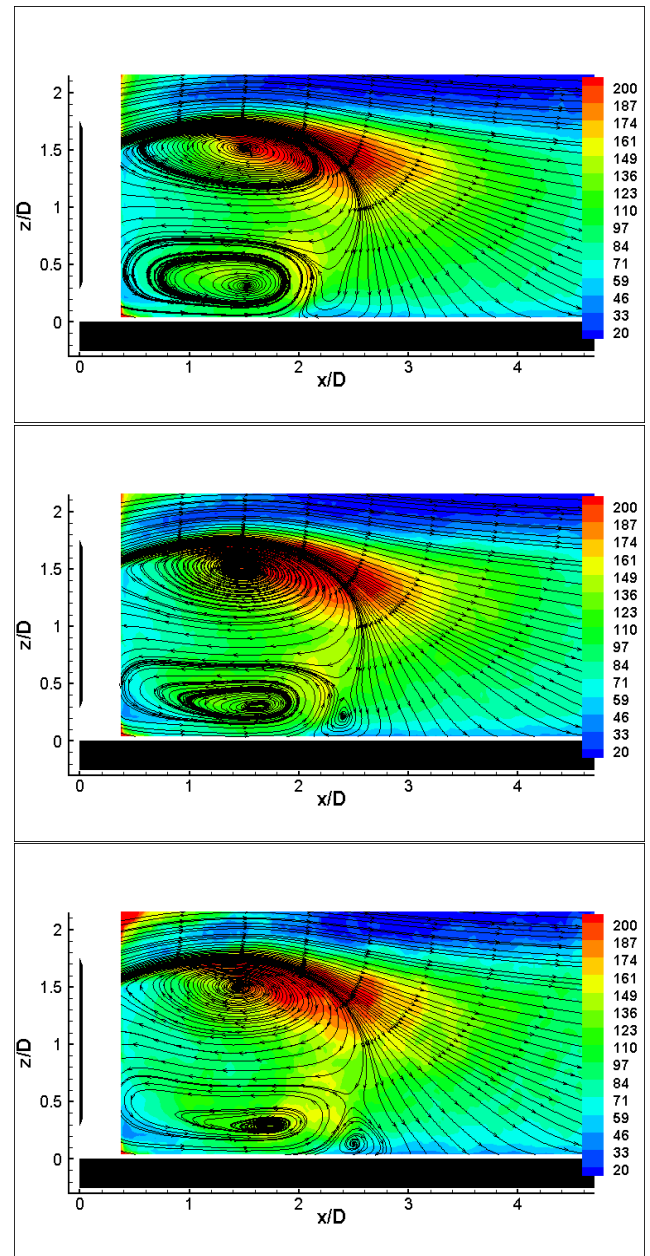


FIG. 7.41 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.9$  ; (milieu)  $x/D = 1.99$  ; (bas)  $x/D = 2.14$ . Niveaux :  $\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle$

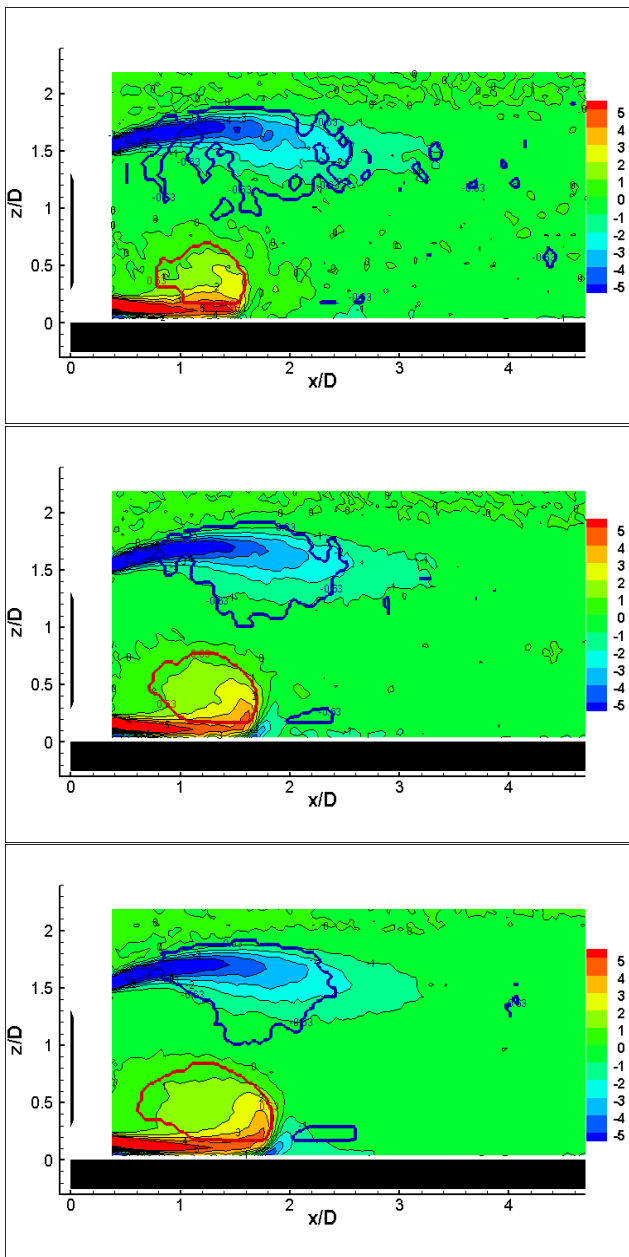


FIG. 7.42 – Champ de vorticité  $\omega_y * D/U_\infty$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.58$  ; (milieu)  $x/D = 1.69$  ; (bas)  $x/D = 1.79$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

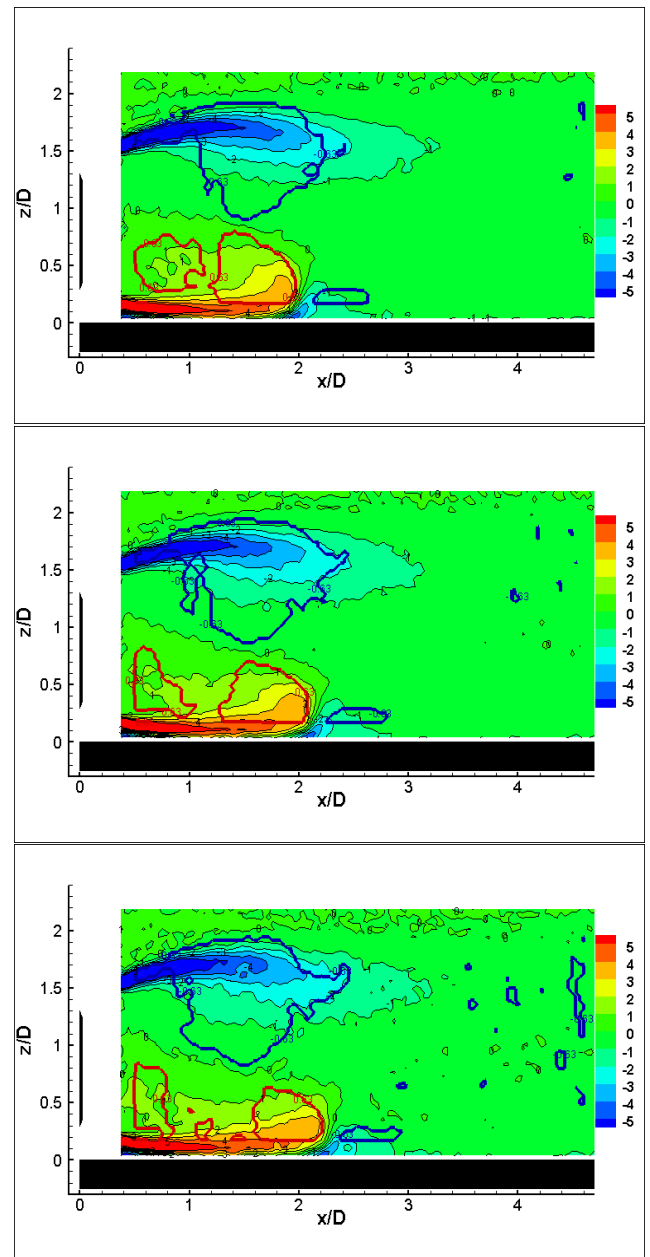


FIG. 7.43 – Champ de vorticité  $\omega_y * D/U_\infty$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.9$  ; (milieu)  $x/D = 1.99$  ; (bas)  $x/D = 2.14$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$



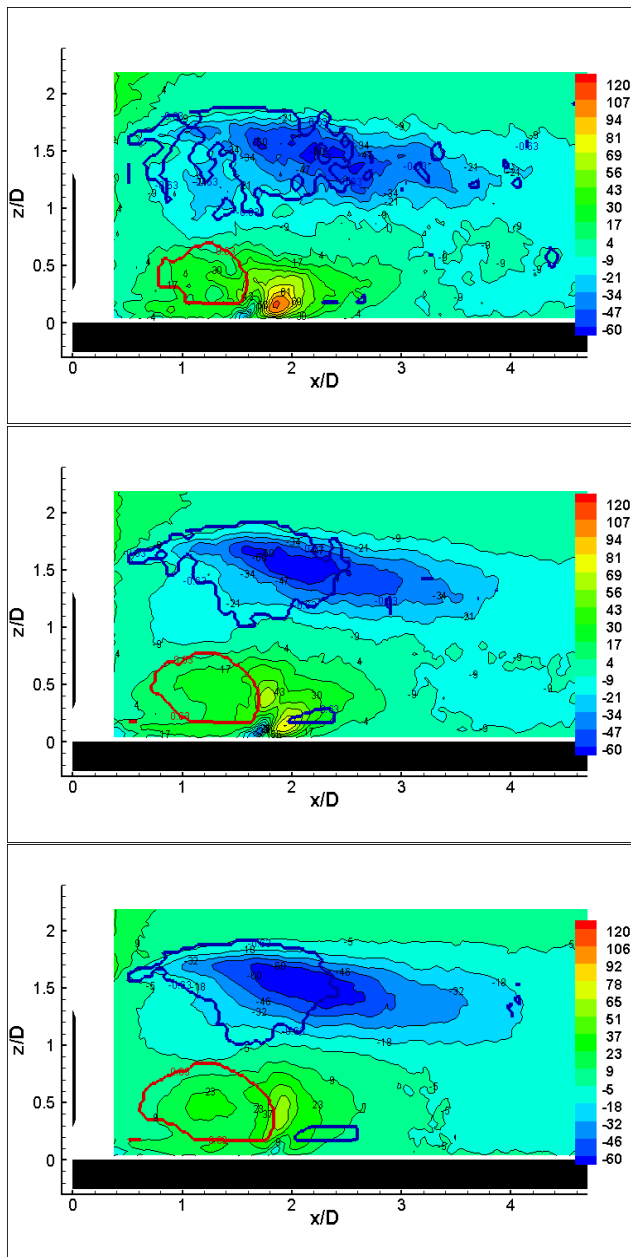


FIG. 7.44 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.58$  ; (milieu)  $x/D = 1.69$  ; (bas)  $x/D = 1.79$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

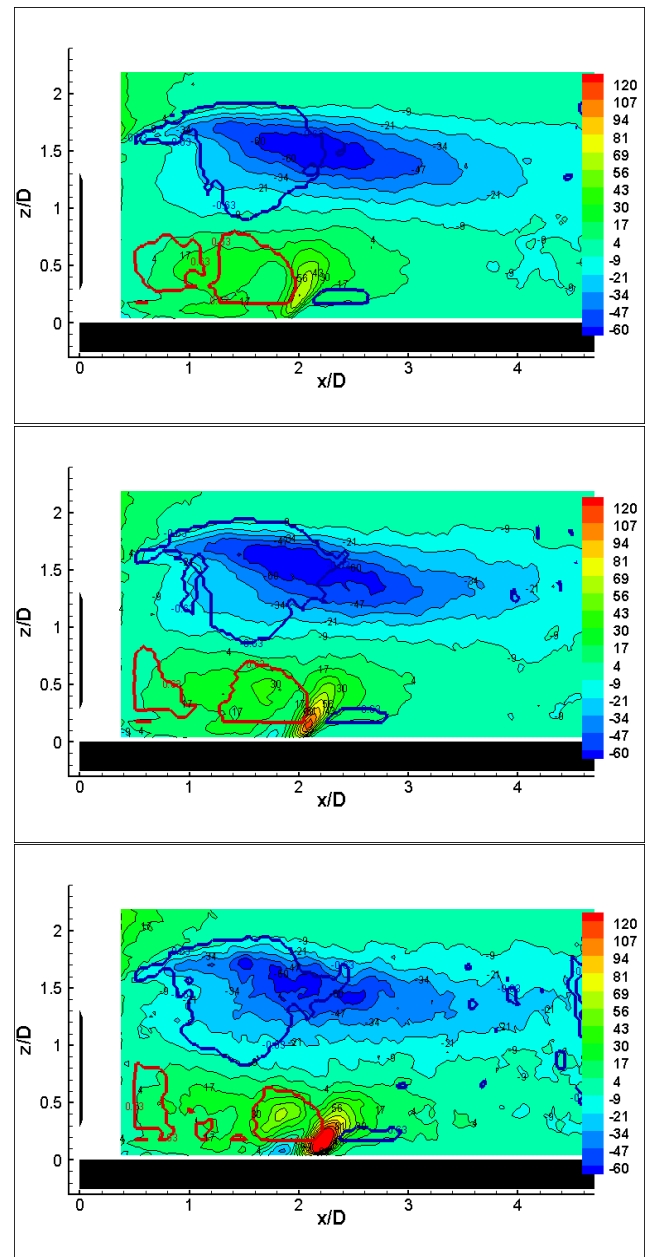


FIG. 7.45 – Champ de cisaillement  $\langle u'' \cdot w'' \rangle$  superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.9$  ; (milieu)  $x/D = 1.99$  ; (bas)  $x/D = 2.14$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

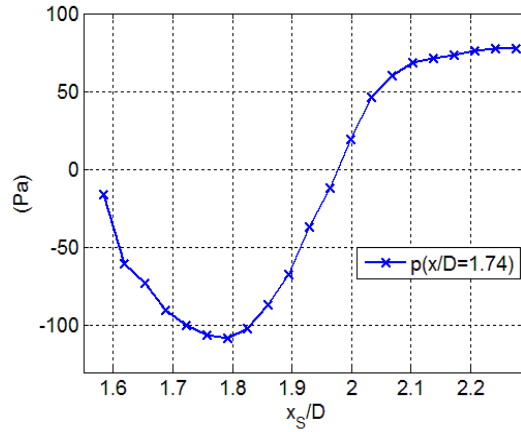


FIG. 7.46 – Evolution de  $\langle p|_{x_S} \rangle_i$  en  $x/D = 1.74$  en fonction de la position du point de décollement.

cohérente aux fluctuations de pression. En effet, l'équation de Poisson s'écrit ainsi (Naguib *et al* 2004 [60]) :

$$\nabla^2 P = - \left( S_{ij} S_{ij} - \frac{\omega^2}{2} \right) = q$$

d'où

$$\nabla^2 \langle P|_{x_S} \rangle = - \left( \langle (S_{ij} S_{ij})|_{x_S} \rangle - \frac{\langle \omega^2|_{x_S} \rangle}{2} \right) = \langle q|_{x_S} \rangle$$

et

$$\nabla^2 \langle P|_{x_S} \rangle = - \left( \langle S_{ij}|_{x_S} \rangle \cdot \langle S_{ij}|_{x_S} \rangle - \frac{\langle \omega|_{x_S} \rangle \cdot \langle \omega|_{x_S} \rangle}{2} \right) - \left( \langle s''_{ij} \cdot s''_{ij}|_{x_S} \rangle - \frac{\langle \omega'' \cdot \omega''|_{x_S} \rangle}{2} \right)$$

avec  $\left( \langle S_{ij}|_{x_S} \rangle \cdot \langle S_{ij}|_{x_S} \rangle - \frac{\langle \omega|_{x_S} \rangle \cdot \langle \omega|_{x_S} \rangle}{2} \right) = q_C$  la partie cohérente des sources de pression et  $\left( \langle s''_{ij} \cdot s''_{ij}|_{x_S} \rangle - \frac{\langle \omega'' \cdot \omega''|_{x_S} \rangle}{2} \right) = q_{NC}$  la partie non cohérente. On néglige la partie non cohérente.

Les champs de sources de pression cohérentes sont représentés pour les six positions caractéristiques du point de décollement (figures 7.47 et 7.48). On ne représente que les valeurs négatives de  $q$  afin d'identifier les zones de vorticité intense et on superpose ces champs aux contours de  $\Gamma_2$ . On observe que les sources de pression négatives sont les plus intenses lorsque le décollement se situe en  $x_S/D = 1.79$  ce qui correspond bien au minimum de pression en  $x_S/D = 1.74$  (figure 7.46). La zone de vorticité intense dans la partie inférieure du sillage est à l'origine de la diminution de la pression lorsque le décollement est en  $x_S/D = 1.79$ . On a donc une dépression qui se produit en  $x/D = 1.74$  au même moment que l'éjection du fluide en  $x_S/D = 1.74$ . On aurait pu s'attendre à un résultat inverse car on sait d'après Naguib *et al* 2004 [60] que les zones d'étirement sont associées à des sources positives de pression. On remarque aussi que les zones sources de pression négative se superpose très bien aux contours de  $\Gamma_2$ .

## Conclusion

L'outil d'analyse *FTLE* nous a permis de détecter les caractéristiques spatiales et temporelles du point de décollement. Le suivi de  $x_S$  a permis de montrer que les déplacements dans l'espace de ce point de décollement sont la contribution principale des fluctuations de vitesse. Cette analyse a pu

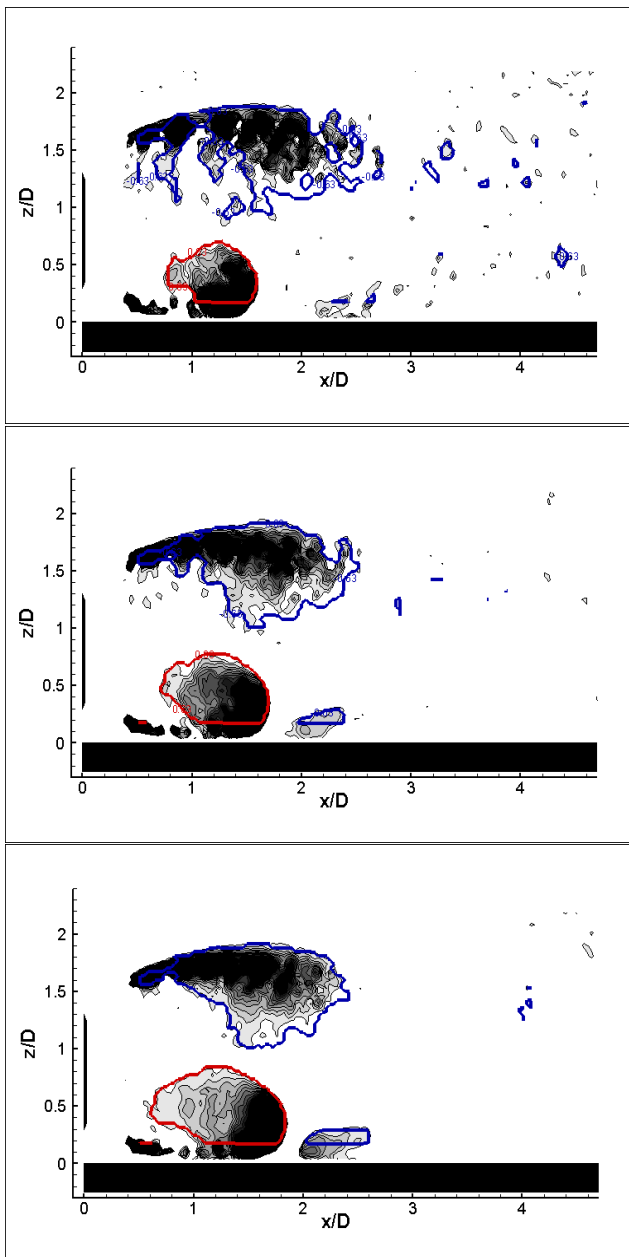


FIG. 7.47 – Sources de pression négatives du champ de vitesse superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.58$  ; (milieu)  $x/D = 1.69$  ; (bas)  $x/D = 1.79$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

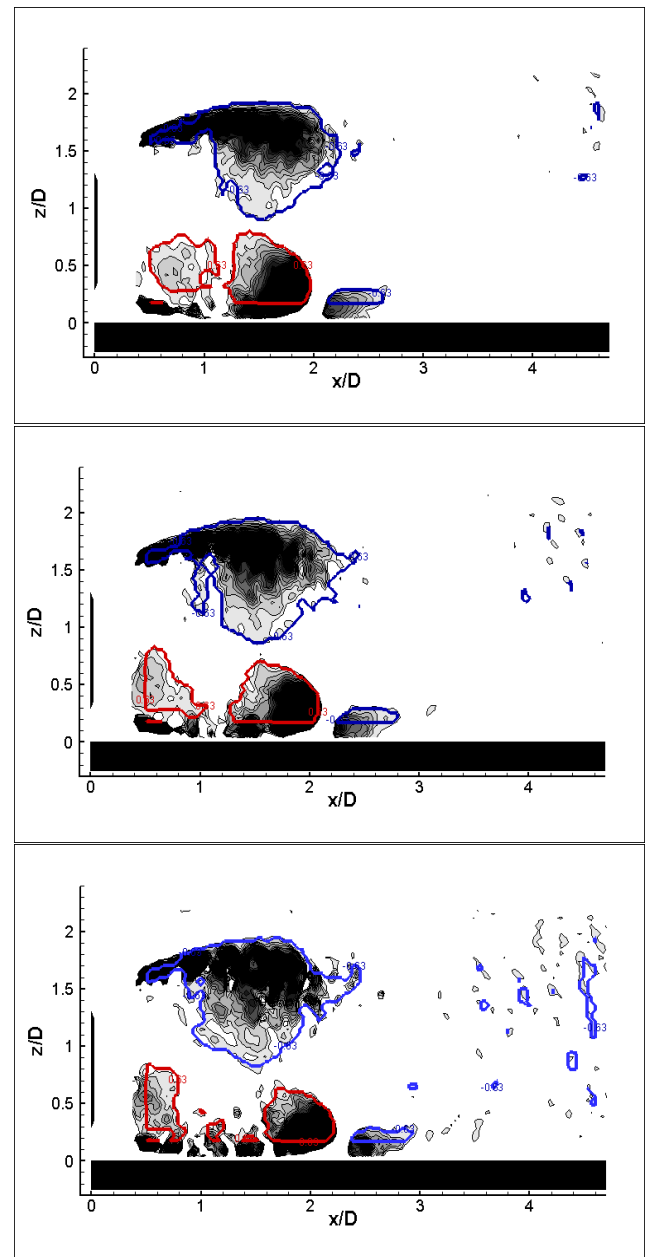


FIG. 7.48 – Sources de pression négatives du champ de vitesse superposé aux lignes de contour du critère  $\Gamma_2$  pour différentes positions du point de décollement : (haut)  $x/D = 1.9$  ; (milieu)  $x/D = 1.99$  ; (bas)  $x/D = 2.14$ .

—  $\Gamma_2(2/\pi)$  ; —  $\Gamma_2(-2/\pi)$

être réalisée dans un écoulement fortement tridimensionnel à partir de mesures dans un plan car on a montré dans le chapitre 5 que le point de décollement fluctue essentiellement de manière longitudinale.

Une analyse identique avec les données de pression couplées aux données  $HS - PIV$  a été effectuée afin d'identifier les contributions aux fluctuations de pression. Les contributions à la pression fluctuante sont beaucoup plus complexe pour cet écoulement tridimensionnel turbulent car elles peuvent être associées à l'ensemble de l'écoulement et à une large gamme d'échelles. Par ailleurs, le lien pression/vitesse dans la zone proche du point de décollement est dominé par son mouvement cohérent.

Dans cette configuration marquée par le décollement, il semble difficile de définir des structures cohérentes dans le plan de symétrie. Pour les positions de disque supérieures, on a pu définir de telles structures car elles sont associées au battement du sillage et au lâcher tourbillonnaire. Ici, le battement vertical n'existe pas et les structures ne sont pas lâchées dans le plan de symétrie. On peut cependant parler d'un mouvement cohérent du point de décollement à la fréquence d'environ  $30Hz$ . La comparaison des moyennes du champ de vitesse conditionnées par la position du point de décollement aux profils de pression conditionnés ont permis d'expliquer les relations de phase entre pression et vitesse dans la zone proche du point de décollement. La diminution de pression associée à l'éjection du fluide au point de décollement est due à l'intensification de la zone de vorticité en amont du décollement (source de pression négative).

### 7.3 Lien pression/vitesse en aval de $S_1$ - Battement transversal du sillage

Nous avons vu qu'en aval de  $S_1$ , l'interaction change fondamentalement par rapport à la zone du point de décollement. L'interaction est marquée par le battement transversal du sillage et la convection des structures. Ce battement du sillage est lié à un lâcher tourbillonnaire en dehors du plan de symétrie. Nous allons chercher à comprendre comment évolue le lien pression/vitesse et tenter d'identifier des structures cohérentes liées à la pression.

#### 7.3.1 Corrélations pression/vitesse - Analyse dans un plan rasant

On calcule les corrélations pression/vitesse  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  dans le plan rasant :

$$R_{pu}(y/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot u(y/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

$$R_{pv}(y/D, \tau) = \frac{\langle p(t + \tau) \cdot v(y/D, t) \rangle}{1/2\rho U_\infty^3}$$

( $x$  et  $z$  ont été omis pour raisons de clarté)

Les corrélations  $R_{pu}$  et  $R_{pv}$  (figures 7.49 et 7.50) sont calculées le long de la ligne  $x/D = 2.74$  qui traverse les branches du décollement. Cette ligne est tracée sur le champ de vitesse de la figure 7.9. On choisit un capteur en  $y/D = 0.8$  légèrement au-delà de la position moyenne des branches du décollement. On sait que dans cette zone le battement transversal du sillage est détecté de manière intense sur le signal de pression ainsi que sur les corrélations vitesse/vitesse. Une relation de quadrature entre la pression  $p$  et les vitesses  $u$  et  $v$  est observée dans les branches du décollement.   l'image de l'interaction existant pour la configuration  $H/D = 0.75$ , on peut penser que cette quadrature relie un mouvement cohérent ( $\tilde{u}$  ou  $\tilde{v}$ ) et la pression fluctuante  $p$  en paroi.

Il semble difficile pour l'instant d'expliquer les relations de phase entre pression et vitesse tant la configuration d'écoulement est complexe dans cette zone.   l'aide du signal de pression en paroi, on cherche par la suite à obtenir la phase du battement transversal pour réaliser une moyenne de phase.

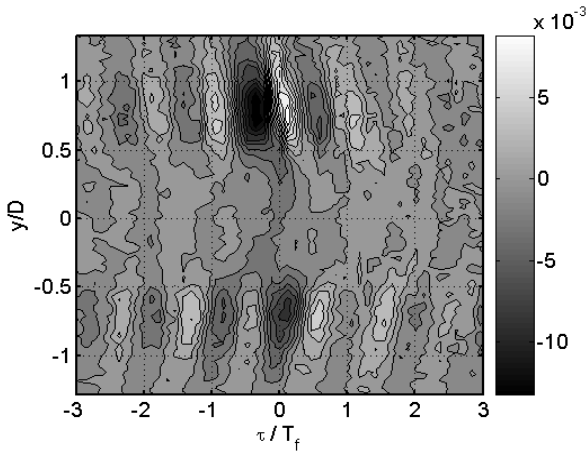


FIG. 7.49 – corrélations spatio-temporelles  $R_{pu}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ .

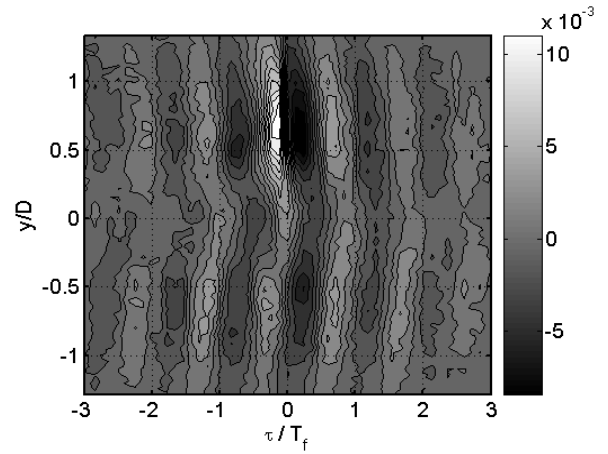


FIG. 7.50 – corrélations spatio-temporelles  $R_{pv}$  en  $x/D = 2.74$  pour  $H/D = 0,3$ .

### 7.3.2 Détection de la phase associé au battement transversal du sillage

On utilise une méthode *POD* identique à celle utilisée pour les configurations  $H/D = 0.75$  et  $H/D = 0.5$  qui a permis d'obtenir la phase du lâcher tourbillonnaire. Pour  $H/D = 0.3$  le signal de pression sur la ligne axiale est dominé par l'instationnarité du point de décollement. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser les capteurs de pression susceptibles de capter le battement transversal du sillage. Dans ce but, on sélectionne les 13 capteurs situés sur la ligne transverse  $x/D = 2.74$ . On sait d'après l'analyse des *DSP* de pression sur cette ligne (figure 5.40), que dans les branches du décollement et au-delà, la composante du battement à  $St = 0.152$  est présente.

On vérifie à nouveau l'efficacité de l'approche spatio-temporelle sur la figure 7.51 avec l'évolution temporelle des deux premiers coefficients aléatoires  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$ .  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  sont moins bruités avec l'approche spatio-temporelle et leur évolution temporelle met en évidence un phénomène quasi-périodique dont il est possible d'extraire une phase. La modulation en amplitude des deux coefficients est clairement constatée. Pour l'écoulement complexe turbulent étudié, cette diminution de  $a_1$  et  $a_2$  peut être associée à une intermittence du battement transversal et donc du lâcher tourbillonnaire. Le calcul de la phase entre  $a_1$  et  $a_2$  est obtenu de la manière suivante :

$$\phi_{a_1-a_2} = \arctan\left(\frac{\sqrt{\lambda_1} a_2}{\sqrt{\lambda_2} a_1}\right)$$

La figure 7.53 montre l'évolution temporelle de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  pour la mesure couplée *HS - PIV* superposée à la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ . On retrouve l'instationnarité du lâcher tourbillonnaire ( $f \sim 126Hz$  sur la figure 7.52).

Il est important aussi de relever sur la figure 7.54 que les valeurs propres associées aux modes 1 et 2 ne comptent que pour 18.1% de l'énergie totale tout en restant très dominants. Cela montre bien la complexité du signal de pression et la nécessité d'en extraire les composantes dominantes.

Dans le plan  $(a_1; a_2)$ ,  $\sqrt{a_1(t)^2 + a_2(t)^2}$  est la distance  $d$  qui sépare la réalisation à  $t$  de l'origine  $(0; 0)$  et  $\sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}$  est la valeur rms  $\sqrt{\langle d^2 \rangle}$ . On a montré au chapitre 6 que  $d^2$  correspond à l'énergie instantanée du phénomène capturé et que  $\langle d^2 \rangle$  est l'énergie moyenne du phénomène projetée sur deux modes.

La figure 7.55 montre ainsi qu'un grand nombre de réalisations est associé à des niveaux faibles de  $a_1$  et  $a_2$  donc à une énergie faible de lâcher tourbillonnaire. Un critère sur l'énergie des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  est appliqué pour sélectionner les réalisations suffisamment énergétiques.

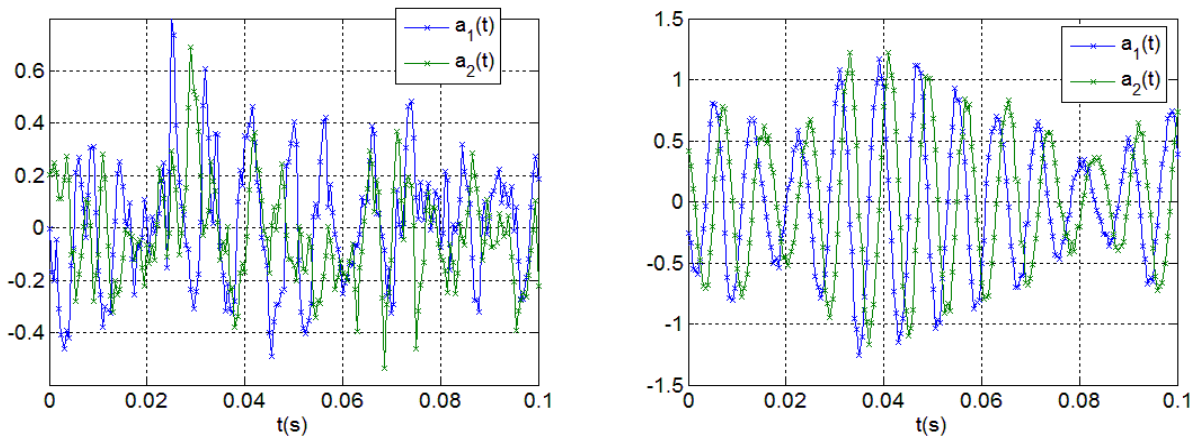


FIG. 7.51 – Evolution temporelle des coefficients aléatoires *POD* : (gauche) approche spatiale ; (droite) approche spatio-temporelle

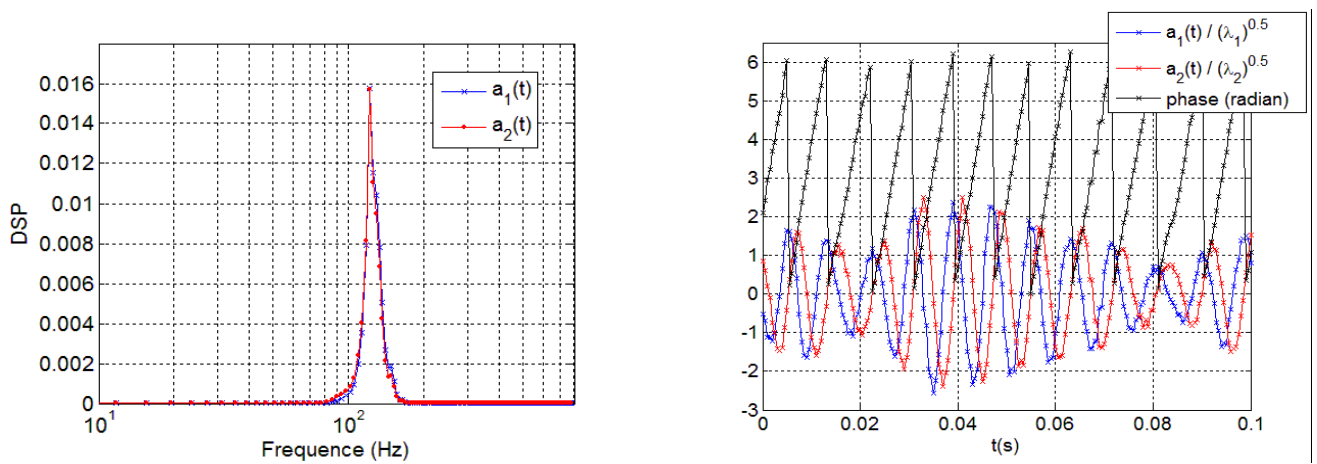


FIG. 7.52 – *DSP* des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  pour  $H/D = 0.3$ .

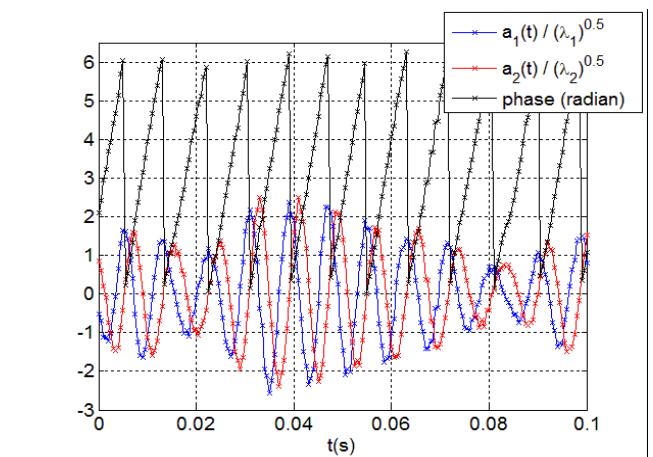


FIG. 7.53 – Evolutions temporelles de  $a_1$  et  $a_2$  superposées à  $\phi_{a_1-a_2}$ .

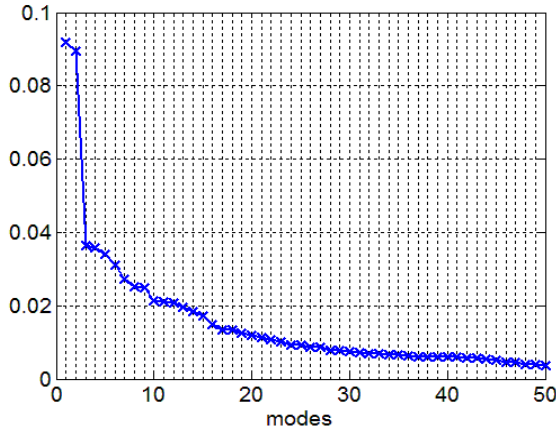


FIG. 7.54 – Spectre  $POD$  pour l'approche spatio-temporelle.

$$\times \lambda_n / \sum_{k=1}^N \lambda_k$$

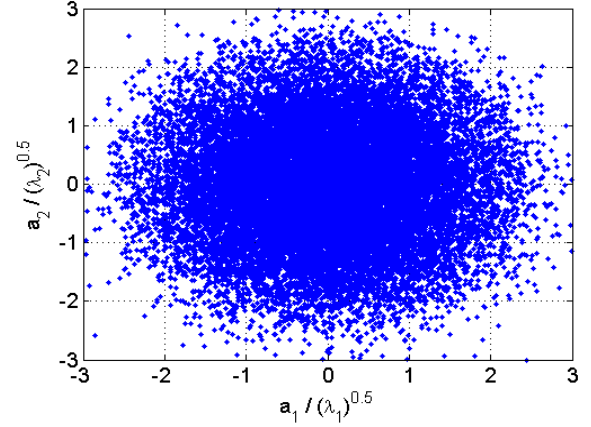


FIG. 7.55 – Représentation en nuage de point dans le plan  $(a_1; a_2)$ .

*Critère sur l'énergie :*

$$\sqrt{a_1(t)^2 + a_2(t)^2} > 0.6 \times \sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}$$

Ce critère énergétique est conjugué à un critère sur la période des variations de  $a_1(t)$  et  $a_2(t)$  identique à celui utilisé pour  $H/D = 0.75$ . On retire les séquences temporelles  $k$  ( $k \in \mathcal{N}$ ) dont la période  $T_k$  associée à une variation de phase  $\phi$ , comprise entre 0 et  $2\pi$ , est trop éloignée de la période  $T = 1/126 = 7.9ms$  détectée sur la  $DSP$  (figure 7.52). Le critère temporel repose aussi sur la valeur  $rms$  de la période des blocs sélectionnés :  $\sigma_T = 0.27 \times T$ .

On remarque que  $\sigma_T/T$  est plus important dans cette configuration de battement transversal que pour le battement du sillage avec  $H/D = 0.75$  ( $\sigma_T/T = 0.18$ ). La périodicité du battement transversale est donc moins marquée ce qui est certainement lié à l'interaction très forte du sillage avec la paroi.

*Critère sur la période :*

$$T - 2 \times \sigma_T < T_k < T + 2 \times \sigma_T$$

Après l'application des deux critères le pourcentage de réalisations sélectionnées est de 55%. On représente dans le plan  $(a_1; a_2)$  (figure 7.56), les réalisations sélectionnées pour la moyenne de phase. Les réalisations qui ne sont pas suffisamment énergétiques sont bien filtrées.

On souhaite aussi savoir pour cet écoulement à grand nombre de Reynolds, si le phénomène de lâcher tourbillonnaire est strictement périodique ou si il est marqué par des phases d'intermittence. On rassemble toutes les phases sélectionnées par le critère établi et on analyse les décalages temporels  $t$  par rapport à une référence de phase unique  $t = t_0$  placé au début de chaque essai. Pour une périodicité stricte et sur toute la durée de l'essai, il y aurait égalité entre la phase déterminée par la méthode présentée ici et la phase déterminée en référence à  $t = t_0$  par :

$$\Phi_{t_0} = 2\pi \left[ \frac{t - t_0}{T} - E\left(\frac{t - t_0}{T}\right) \right]$$

avec  $E(t/T)$  la partie entière de  $t/T$

Pour la phase  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ , on trace l'histogramme de l'ensemble des réalisations  $\Phi_{t_0}$  (figure 7.57). On observe une équirépartition des phases  $\Phi_{t_0}$  sur  $[0; 2\pi]$  qui tend à montrer qu'après une phase d'intermittence, la référence de phase du phénomène périodique a disparue.

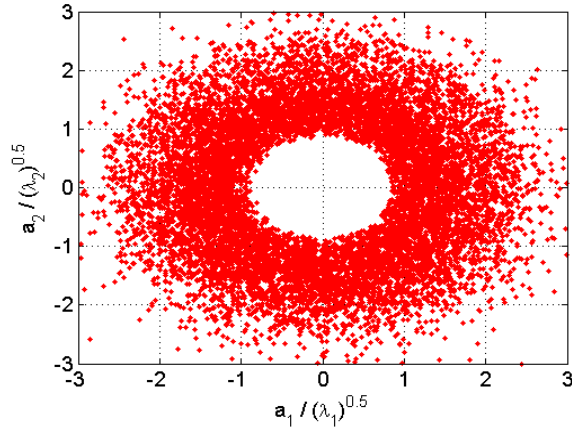


FIG. 7.56 – Représentation en nuage de point dans le plan  $(a_1; a_2)$  des réalisations filtrées.

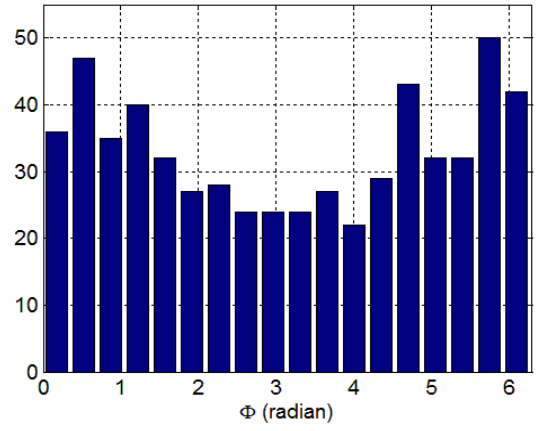


FIG. 7.57 – Histogramme des décalages temporels adimensionnés :  $[t/T - E(t/T)] \times 2\pi$

### 7.3.3 Identification de structures cohérentes corrélés à la pression - Moyenne de phase

La décomposition des vitesses et des pressions en une moyenne de phase et une fluctuation de phase est réutilisée. Ainsi,

$$U(t) = \tilde{U}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + u''(t)$$

$$P(t) = \tilde{P}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + p''(t)$$

ou

$$U(t) = \langle U(t) \rangle + \tilde{u}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + u''(t)$$

$$P(t) = \langle P(t) \rangle + \tilde{p}(\phi_{a_1-a_2}(t)) + p''(t)$$

#### 7.3.3.1 Analyse des champs de vitesse conditionnés

On calcule les moyennes conditionnelles du champ de vitesse pour certaines phases caractéristiques du lâcher tourbillonnaire ( $\phi = [0; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ]$ ) (figures 7.58 et 7.59). Le battement transversal des branches du décollement est clairement identifié en fonction de la phase  $\Phi$ . On observe aussi une symétrie de la structure décollée par rapport au plan de symétrie  $y/D = 0$ . Pour  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ , les séparatrices sont presque le symétrique des séparatrices pour  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ . De même, pour  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ , les séparatrices sont presque le symétrique des séparatrices pour  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .

Il semble cependant difficile d'observer des structures cohérentes dans le plan rasant. On sait que le battement transversal est induit par le lâcher tourbillonnaire situé dans un plan quasi-parallèle à la paroi. La caractérisation précise de ce lâcher tourbillonnaire aurait nécessité une mesure dans un plan parallèle à la paroi coupant le sillage proche du disque. Les oscillations transverses de la structure décollée dans le plan rasant sont les conséquences du lâcher tourbillonnaire.

Afin d'analyser le battement transversal des branches du décollement, on calcule les champs de *FTLE* à partir des champs de vitesse dans le plan rasant (figures 7.60 et 7.61). Le temps d'intégration



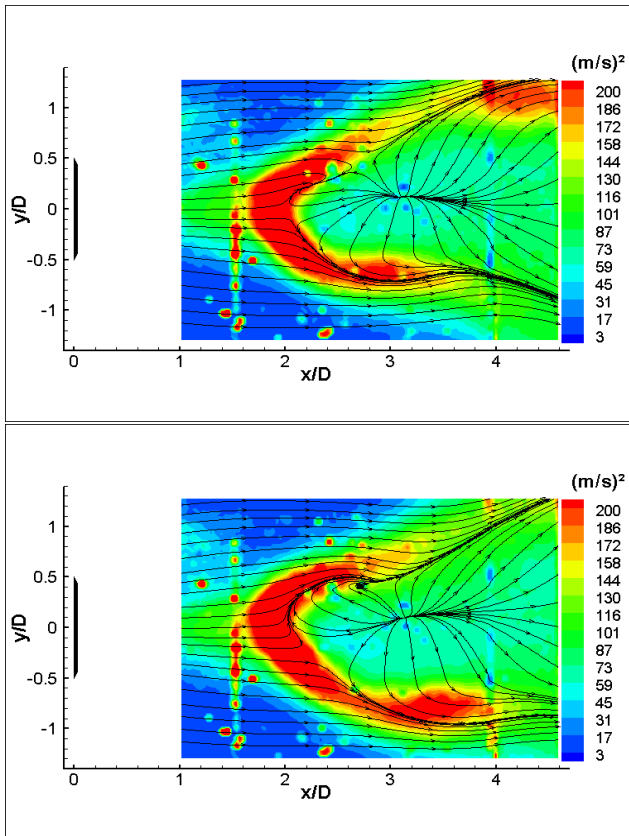


FIG. 7.58 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse dans le plan rasant  $z/D = 0.04$  pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ . Niveaux :  $\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle$ .

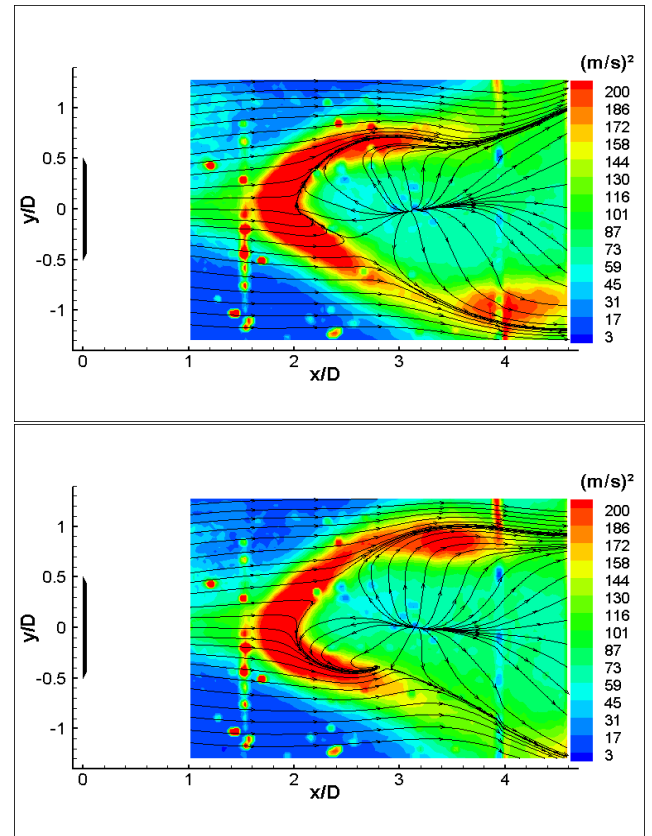


FIG. 7.59 – Moyenne conditionnelle du champ de vitesse dans le plan rasant  $z/D = 0.04$  pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ . Niveaux :  $\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle$ .

pour le calcul des trajectoires est fixé à  $T = -5ms$ . Cela permet d'obtenir les évolutions temporelles des positions verticales  $y_+$  et  $y_-$  des deux séparatrices en  $x/D = 2.74$  et  $x/D = 3.74$  (figure 7.60(haut)). Les évolutions temporelles de  $y_+$  et  $y_-$  (figures 7.62 et 7.63) montrent ainsi qu'à une position longitudinale donnée, les deux branches du décollement battent en phase. Au contraire, il existe un déphasage lorsque l'on choisit deux points d'une même branche à des positions longitudinales différentes. On constate aussi que l'amplitude des variations de  $y_+$  et  $y_-$  est plus grande en  $x/D = 3.74$  qu'en  $x/D = 2.74$ .

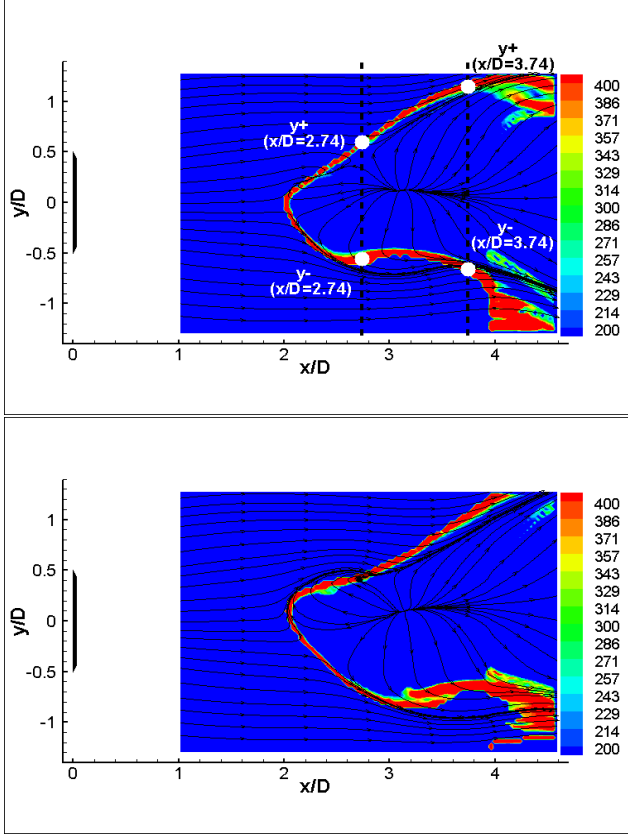


FIG. 7.60 – Champ de  $FTLE$  calculé dans le plan rasant pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$  ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ .

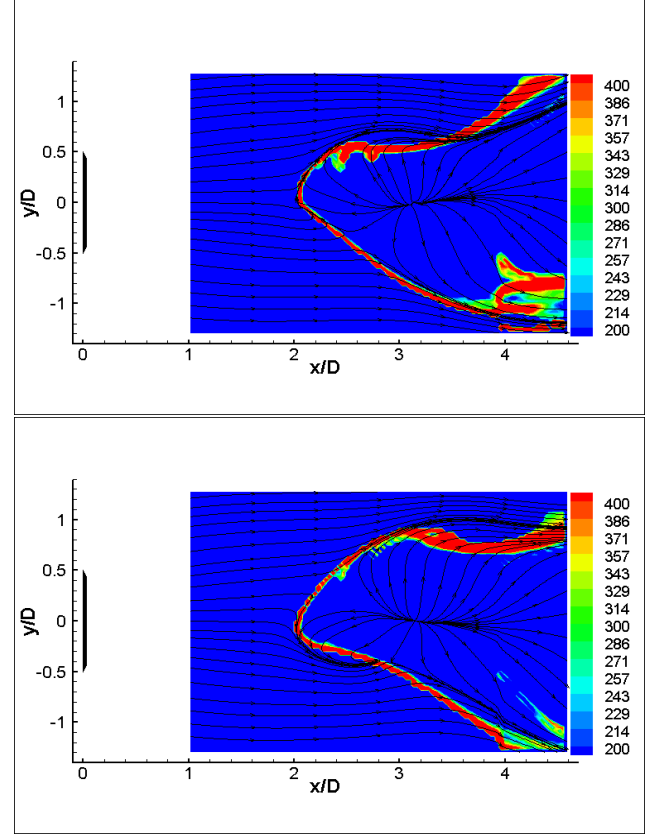


FIG. 7.61 – Champ de  $FTLE$  calculé dans le plan rasant pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$  ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .

Les données de pression étant situées sur la ligne transverse  $x/D = 2.74$ , on se concentre sur l'évolution des séparatrices en  $x/D = 2.74$ . On calcule les vitesses transverses  $v_{y_+} = \frac{dy_+}{dt}$  et  $v_{y_-} = \frac{dy_-}{dt}$  de déplacement des séparatrices en  $x/D = 2.74$  (figure 7.64). Pour  $0^\circ < \Phi < 20^\circ$  ou  $160^\circ < \Phi < 180^\circ$ , les séparatrices sont dans leur position moyenne ( $y_+ = \langle y_+ \rangle$  et  $y_- = \langle y_- \rangle$ ) avec une vitesse de déplacement importante. Pour  $80^\circ < \Phi < 100^\circ$  ou  $260^\circ < \Phi < 280^\circ$ , les séparatrices sont dans leur position extrême avec une vitesse de déplacement quasi-nulle.

Dans cette représentation en coupe dans le plan rasant des deux branches du décollement, on peut penser que l'étendue spatiale d'une branche du décollement est liée à son intensité tourbillonnaire. En effet, à  $x/D$  donné, plus la dimension transversale de la branche est importante, plus la zone de vorticité est étendue.

Pour  $80^\circ < \Phi < 100^\circ$ , on voit sur la figure 7.65 que la branche  $y_+$  est réduite avec  $y_+$  faible tandis que la branche  $y_-$  est plus étendue (figures 7.58(bas) et 7.65). De manière similaire pour  $260^\circ < \Phi < 280^\circ$ , la branche  $y_-$  est réduite tandis que la branche  $y_+$  est plus étendue (figures 7.59(bas) et 7.65). Nous allons tenter au paragraphe suivant de relier ces informations aux profils de pression conditionnés par

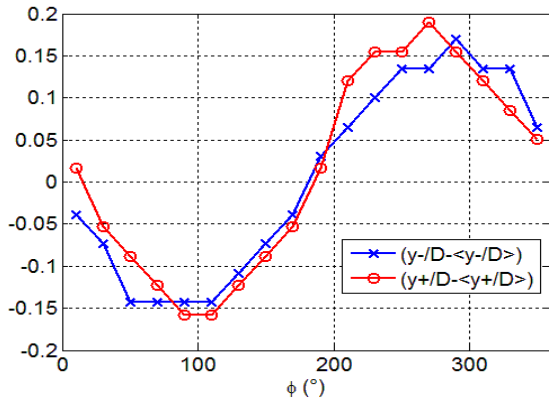


FIG. 7.62 – Evolution en  $x/D = 2.74$  de  $y+ / D - \langle y+ / D \rangle$  et  $y- / D - \langle y- / D \rangle$  en fonction de la phase  $\Phi$ .

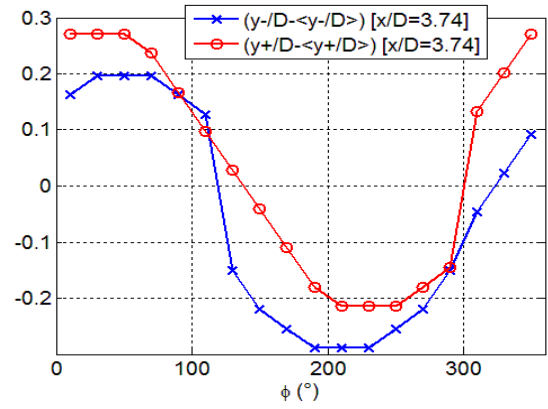


FIG. 7.63 – Evolution en  $x/D = 3.74$  de  $y+ / D - \langle y+ / D \rangle$  et  $y- / D - \langle y- / D \rangle$  en fonction de la phase  $\Phi$ .

la phase  $\Phi$ .

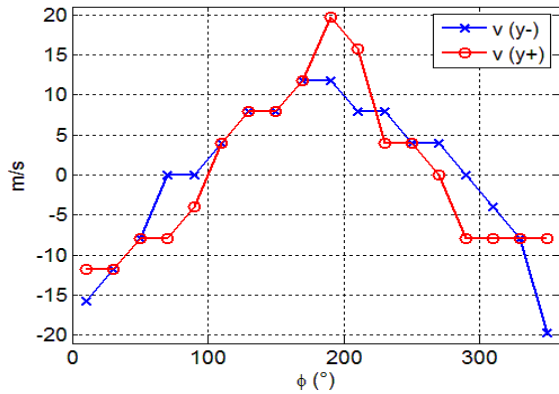


FIG. 7.64 – Evolution des vitesses de déplacement transverses des deux branches du décollement  $y+ (x/D = 2.74)$  et  $y- (x/D = 2.74)$ .

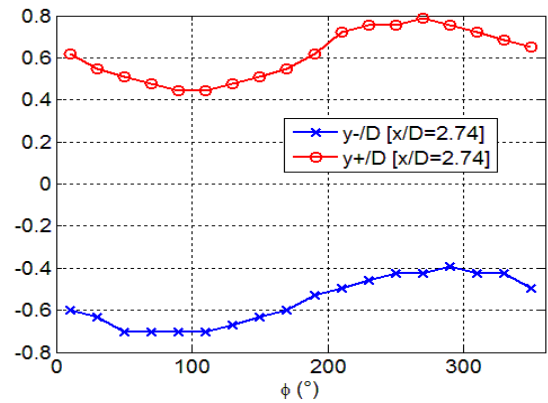


FIG. 7.65 – Evolution en  $x/D = 2.74$  de  $y+ / D$  et  $y- / D$  en fonction de la phase  $\Phi$ .

D'autre part, de très faibles fluctuations longitudinales du point de décollement sont constatées sur les moyennes conditionnelles du champ de vitesse. Cette observation nous fait penser que l'instationnarité du point de décollement et celle du battement transversal du sillage sont décorréelées.

### 7.3.3.2 Lien aux profils de pression conditionnés

On relie maintenant ces champs de moyenne conditionnelle de vitesse aux signatures de pression conditionnées par le même critère (figures 7.66 et 7.67). On constate tout d'abord que les profils de pression ont des caractéristiques très différentes selon la phase du battement sélectionnée. Dans cette zone où le niveau de dépression a fortement diminué ( $C_p \sim -0.2$ ), les fluctuations de pression induites par le décollement sont telles que le profil de pression est fortement modifié dans chacune des phases.

On cherche à expliquer tout d'abord pourquoi les profils de pression ont ces allures caractéristiques pendant les différentes phases de déplacement du décollement. Dans cette région les mécanismes pilotes de l'interaction ont fondamentalement changés puisque les fluctuations de la structure décollée modifient la signature instantanée en pression absolue. On peut penser que dans cette région, les profils de pression peuvent être expliqués par la nature des sources de pression fluctuante de l'écoulement comme

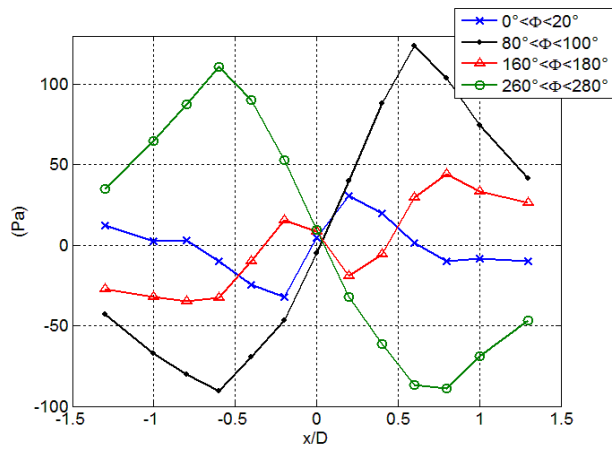


FIG. 7.66 – Moyenne conditionnelle des fluctuations de pression en  $x/D = 2.74$  pour les 4 phases du lâcher tourbillonnaire. Niveaux :  $\tilde{p}(Pa)$ .

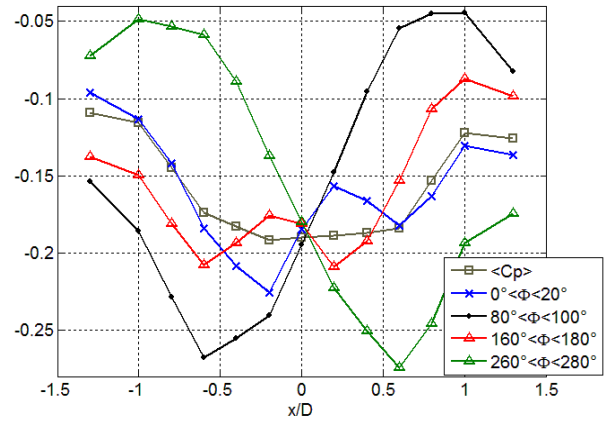


FIG. 7.67 – Moyenne conditionnelle de pression en  $x/D = 2.74$  pour les 4 phases lâcher tourbillonnaire. Niveaux :  $\tilde{C}_p$ .

l'ont analysé Naguib *et al* 2004 [60]. Les fluctuations de pressions de pression positives sont associées à des zones d'étirement de l'écoulement tandis que les fluctuations de pression négatives sont associées à une zone de vorticité. Le décollement tridimensionnel présente de telles zones de façon très marquée au niveau de chacune des branches. D'après Naguib *et al* 2004 [60], la source maximale de pression négative se trouve au coeur du tourbillon.

Les figures 7.66 et 7.67 montrent bien que les minimums de pression sont associés aux positions extrêmes des branches tourbillonnaires. En l'absence de mesures dans un plan  $x/D = cste$ , il est difficile d'aller plus loin. Toutefois, on peut supposer qu'une branche en position extrême absorbe une quantité plus importante de vorticité provenant notamment de la couche limite. Il est donc probable que l'intensité de cette source de fluctuation de pression négative soit plus élevée en position extrême, ce qui expliquerait les tendances claires observées ici.

### 7.3.3.3 Analyse de la relation de phase entre pression et vitesse

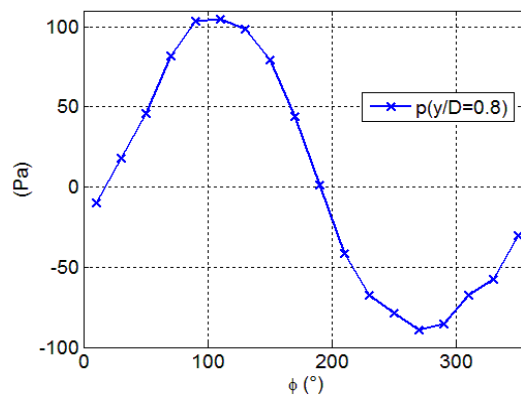


FIG. 7.68 – Evolution de la pression fluctuante  $\tilde{p}$  en  $(x/D; y/D) = (2.74; 0.8)$  en fonction de la phase  $\Phi$ .

La comparaison des fluctuations de vitesse et de pression conditionnées en différents points permet d'expliquer l'allure des corrélations pression/vitesse avec notamment la relation de quadrature dans les branches du décollement. L'évolution de la pression fluctuante  $\tilde{p}$  en  $(x/D; y/D) = (2.74; 0.8)$  en

fonction de la phase  $\Phi$  est tracée sur la figure 7.68. De même, on trace l'évolution de  $\tilde{u}$  et  $\tilde{v}$  en  $(x/D; y/D) = (2.74; \pm 0.8)$  en fonction de la phase  $\Phi$  (figure 7.69). On retrouve le comportement en phase de  $\tilde{v}$  et en opposition de phase de  $\tilde{u}$  en  $y/D = \pm 0.8$  que l'on avait observé entre les branches du décollement sur les corrélations vitesse/vitesse (figures 7.10 et 7.11). Le décalage de phase de  $\pi/2$  entre  $\tilde{p}$  et les deux composantes de la vitesse explique la quadrature.

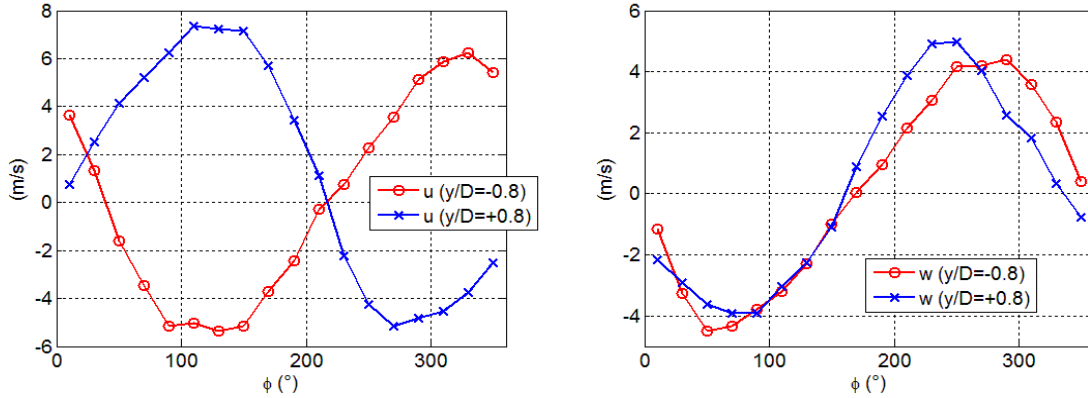


FIG. 7.69 – Evolution des vitesses fluctuantes  $\tilde{u}$  et  $\tilde{v}$  en  $(x/D; y/D) = (2.74; \pm 0.8)$  en fonction de la phase  $\Phi$ .

### 7.3.4 Caractérisation du lien entre les structures cohérentes et la signature en pression

On utilise l'estimation stochastique de type  $ST - LSE$  pour caractériser le lien des mouvements cohérents à la signature en pression. On trace sur les figures 7.70 et 7.71 les estimations des vitesses à partir du signal de pression fluctuant pour les quatres phases de battement transversal du sillage. On s'aperçoit notamment que le battement transversal de la structure décollée est bien captée avec la symétrie par rapport au plan  $y/D = 0$  entre les phases  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$  et  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ . On retrouve aussi cette symétrie pour les phases  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$  et  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ .

De manière plus quantitative, on compare les résultats de l'estimation avec les moyennes de phases au niveau des séparatrices en  $x/D = 2.74$  ( $(x/D; y/D) = (2.74; \pm 0.8)$ ). On observe bien que le déplacement global de la structure décollée est bien estimé pour chacune des phases (figures 7.72 et 7.73). On peut ainsi penser que le lien entre les mouvements cohérents de l'écoulement dans le plan rasant sont reliés à la pression de manière linéaire. Au contraire le niveau de fluctuations de vitesse estimé ( $\langle (u''_c)^2 \rangle$ ,  $\langle (v''_c)^2 \rangle$ ) est beaucoup plus faible que celui détecté sur les moyennes de phase (figures 7.74 et 7.75). Par ailleurs, l'estimation du cisaillement  $\langle u''_c v''_c \rangle$  semble être légèrement meilleure (figure 7.76). Ceci est certainement dû à l'existence de zones de fort cisaillement à proximité des structures cohérentes de l'écoulement.

### 7.3.5 Décorrélation entre l'instationnarité du point de décollement et le battement transverse du sillage

Le décollement instationnaire est lié à l'existence d'un gradient de pression défavorable à la paroi tandis que le battement transverse est piloté par le lâcher tourbillonnaire du sillage. Les deux phénomènes ont donc des origines très différentes et des fréquences caractéristiques bien marquées ( $30Hz$  et  $126Hz$ ).

Lorsque l'on a voulu étudier le battement du sillage, les capteurs de la ligne transverse  $x/D = 2.74$  ont été sélectionnés. Les moyennes conditionnelles du champ de vitesse ont alors montré que la structure

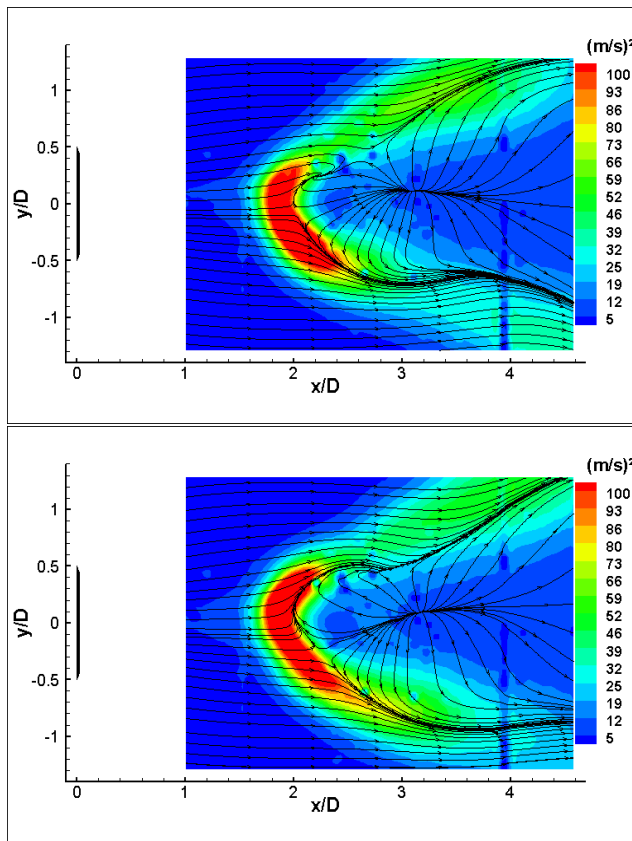


FIG. 7.70 – Estimation du champ de vitesse pour : (haut)  $0^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 20^\circ$ ; (bas)  $80^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 100^\circ$ . Niveaux :  $\langle (u''_c)^2 \rangle + \langle (v''_c)^2 \rangle$

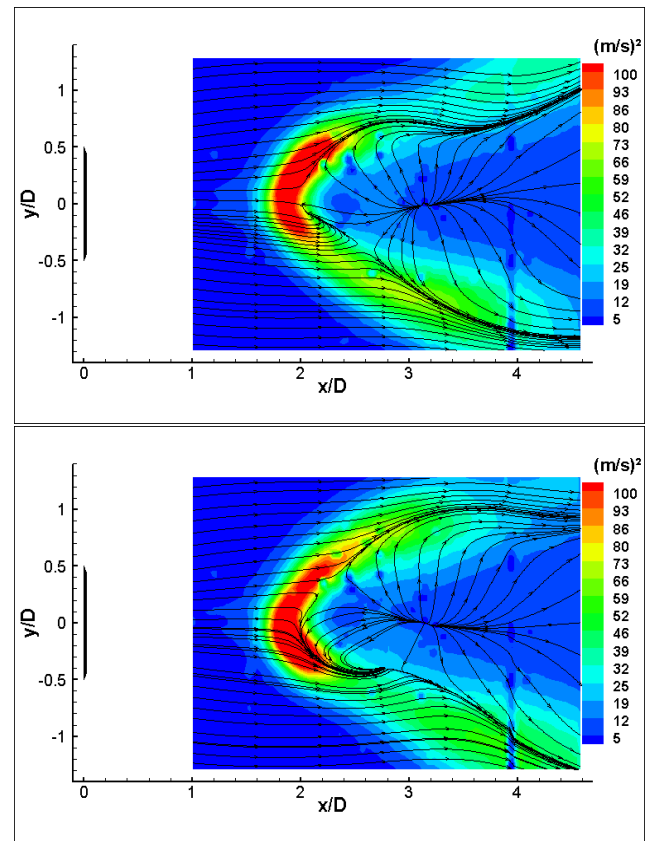


FIG. 7.71 – Estimation du champ de vitesse pour : (haut)  $160^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 180^\circ$ ; (bas)  $260^\circ < \phi_{a_1-a_2} < 280^\circ$ . Niveaux :  $\langle (u''_c)^2 \rangle + \langle (v''_c)^2 \rangle$

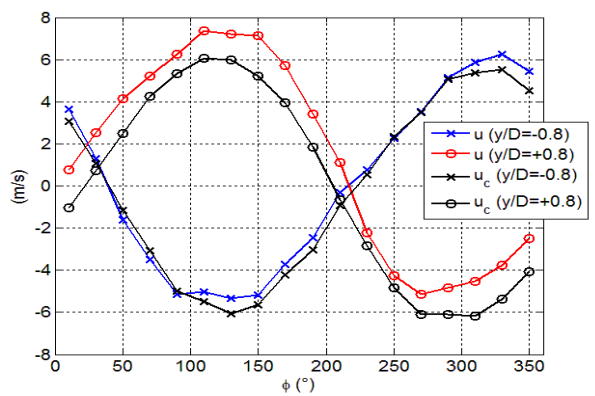


FIG. 7.72 – Evolution de  $\tilde{u}$  et  $\tilde{u}_c$  en  $\langle z_L(x/D = 2.74) \rangle$  et  $\langle z_U(x/D = 2.74) \rangle$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

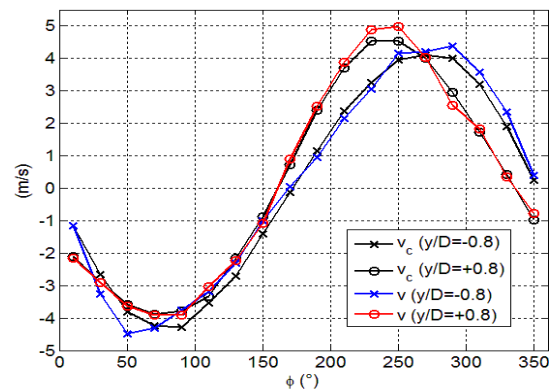


FIG. 7.73 – Evolution de  $\tilde{v}$  et  $\tilde{v}_c$  en  $\langle z_L(x/D = 2.74) \rangle$  et  $\langle z_U(x/D = 2.74) \rangle$  en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

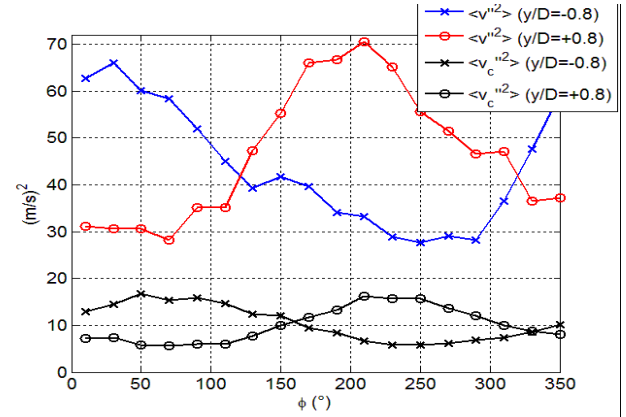
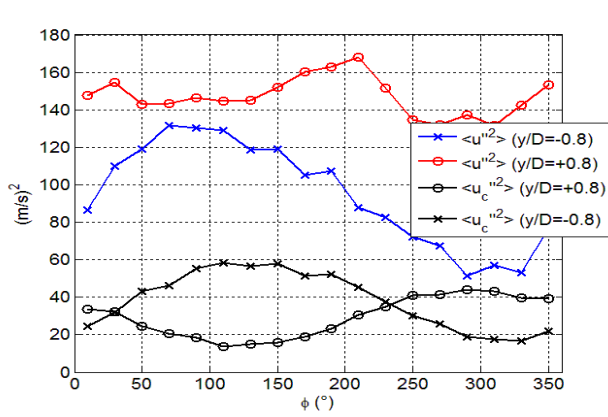


FIG. 7.74 - Evolution de  $\langle u''^2 \rangle$  et  $\langle (u_c'')^2 \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

FIG. 7.75 - Evolution de  $\langle v''^2 \rangle$  et  $\langle (v_c'')^2 \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

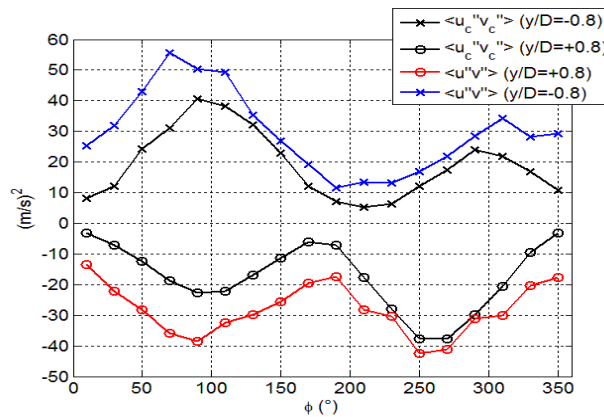


FIG. 7.76 - Evolution de  $\langle u'' \cdot v'' \rangle$  et  $\langle u_c'' \cdot v_c'' \rangle$  en  $\langle z_L \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) et  $\langle z_U \rangle$  ( $x/D = 2.74$ ) en fonction de la phase  $\phi_{a_1-a_2}$ .

décollée se déplace transversalement mais que le point de décollement reste environ fixe. On a alors affirmé que les deux phénomènes étaient décorrélés. Il est alors intéressant d'observer comment l'analyse *POD* spatio-temporelle du signal de pression multi-point intégrant toutes ces contributions, effectuée la décomposition. Le spectre d'énergie *POD* (figure 7.77) montre que quatre modes *POD* d'énergie équivalente se dégagent. Les analyses *POD* précédentes réalisées sur un phénomène périodique marqué nous ont montrées que seul deux modes d'énergie équivalente se dégagent. On peut alors penser que les quatre modes sont liés aux deux phénomènes dominants.

Pour analyser le lien entre les différents modes dominants, on étudie l'évolution des quatre premiers coefficients aléatoires ( $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  et  $a_4$ ). La figure 7.78 montre ainsi que les deux premiers modes sont associés à l'instationnarité basse fréquence du point de décollement tandis que les modes 3 et 4 reflètent le battement transversal du sillage. L'évolution temporelle des coefficients  $a_1$  et  $a_2$  met en évidence que l'instationnarité du point de décollement n'a pas une fréquence très marquée d'où le pic large sur les *DSP* de pression. L'analyse *POD* permet donc de dissocier des phénomènes instationnaires aux caractéristiques très différentes ayant toutefois une énergie similaire.

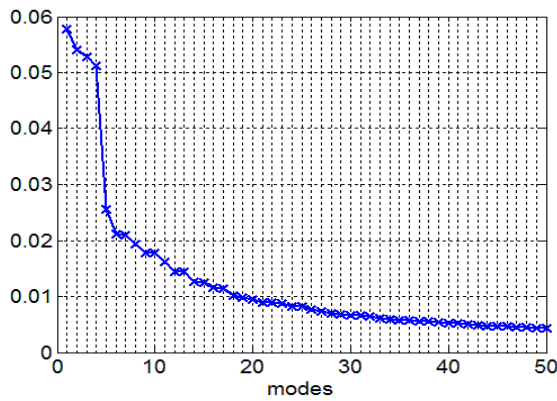


FIG. 7.77 – Spectre d'énergie correspondant à la *POD* spatio-temporelle réalisée sur tous les capteurs.

$$\times \lambda_n / \sum_{k=1}^N \lambda_k$$

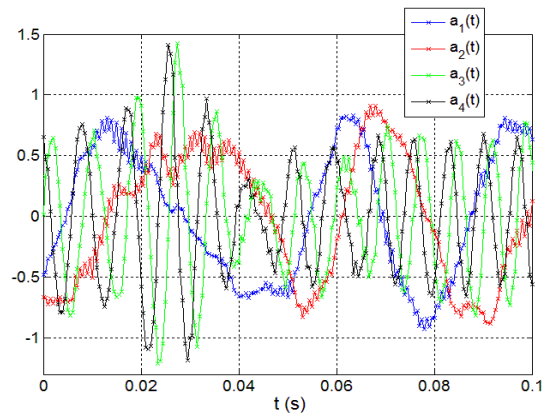


FIG. 7.78 – Evolution temporelle des quatre premiers coefficients aléatoires *POD*.

## 7.4 Lien au champ acoustique rayonné en champ lointain

L'analyse du lien pression/vitesse dans un plan rasant transverse a mis en évidence une instationnarité de nature différente de celle existant proche du point de décollement. On retrouve notamment une relation de quadrature entre pression et vitesse fluctuante qui est liée au battement transversal du sillage et de la structure décollée. Ces instabilités présentent des fréquences caractéristiques différentes et une interaction spécifique avec la paroi. On cherche à comprendre quelle est l'instabilité dominante de l'écoulement en termes d'émission sonore en champ lointain.

On analyse l'évolution des corrélations  $p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau)$  le long de la ligne axiale c'est-à-dire lorsqu'on traverse la zone dominée par l'instationnarité du point de décollement ainsi que la zone de convection des structures en aval du point  $S_2$ . Comme pour pour  $H/D = 0.75$ , on sélectionne le microphone en  $x/D = 2$  et on utilise les 16 capteurs de pression de la ligne axiale allant de  $x/D = 0.74$  à 3.74. Les corrélations sont présentées sur les figures 7.79 et 7.80. L'adimensionnement temporel est réalisé par le temps caractéristique  $T_S = 1/27s$  du point de décollement.

Comme pour la configuration  $H/D = 0.75$ , on observe une inclinaison des lobes de corrélation



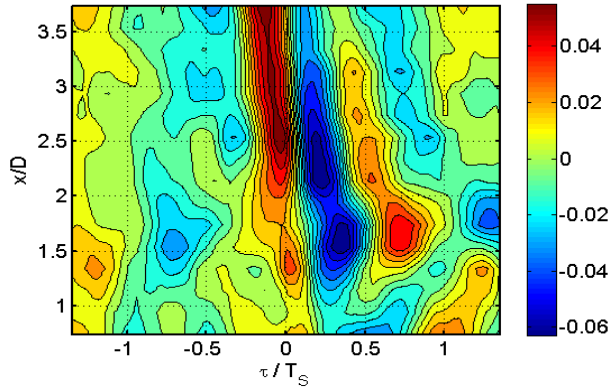


FIG. 7.79 – Evolution longitudinale de la corrélation  $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$  pour un microphone en  $x/D = 2$ .

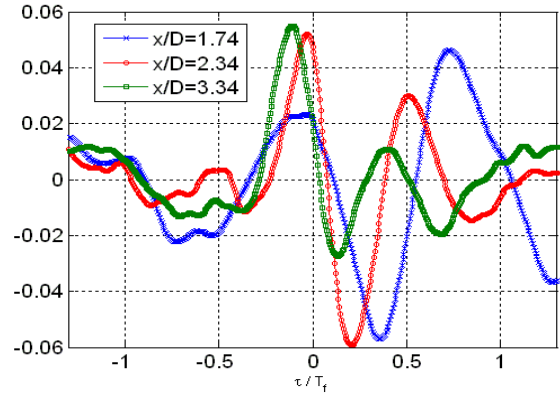


FIG. 7.80 – Evolutions temporelles des corrélations  $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$  pour un microphone en  $x/D = 2$  et des capteurs en  $x/D = 1.74, 2.34$  et  $3.34$ .

vers les  $\tau < 0$  lorsque  $x/D$  augmente (figure 7.79). On avait expliqué cela par une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne du sillage. La différence entre les temps caractéristiques de convection  $\tau_{conv}$  des structures dans l'écoulement et de propagation des ondes acoustiques  $\tau_{acou}$  expliquent le décalage à  $\tau < 0$  associé au maximum de corrélation.

La seconde remarque importante est qu'il semble y avoir un changement important sur l'évolution des corrélations de part et d'autre de  $x/D = 2$  c'est-à-dire de part et d'autre du point col moyen  $S_1$ . En amont de  $S_1$ , le temps caractéristique du phénomène détecté est environ  $T_S$  ( $x/D = 1.74$  sur la figure 7.80). On peut donc penser que l'instationnarité du point de décollement est source d'émission sonore en champ lointain. En aval de  $S_1$ , on retrouve une corrélation proche de celle observée pour  $H/D = 0.75$  avec trois lobes dominants (figure 7.79). La périodicité détectée est alors d'environ  $0.5T_S$  soit  $St = 0.067$  qui est peu éloignée de la fréquence de pompage du sillage du disque.

Il convient toutefois de rester prudent quant à l'analyse de résultats acoustique pour de telles longueurs d'onde car on sait que la chambre anéchoïque de la soufflerie Eole n'est plus réellement absorbante. On peut penser tout de même qu'on met en évidence deux phénomènes distincts liés à la pression acoustique en champ lointain.

## 7.5 Synthèse

Pour la configuration  $H/D = 0.3$ , l'interaction du sillage instationnaire du disque avec la paroi a considérablement changé par rapport aux positions de disque plus hautes ( $H/D = 0.75$ ). Le battement vertical du sillage associé aux structures cohérentes lâchées dans le plan de symétrie a disparu. Cette suppression est due à la destruction de la vorticité de la couche cisailée inférieure par l'éjection de fluide au niveau du point de décollement. Au contraire, les corrélations vitesse/vitesse dans un plan rasant ont confirmé l'existence d'un battement transversal de l'ensemble du sillage associé à l'existence d'un lâcher tourbillonnaire dans un plan quasi-parallèle à la paroi. Le changement de régime de battement associé à l'apparition du décollement instationnaire en paroi nous a conduit à étudier séparément deux zones caractérisées par l'instationnarité du point de décollement ou le battement transversal du sillage.

Dans la zone proche du décollement, il a été montré à l'aide de l'outil *FTLE* que la fréquence dominante de  $30Hz$  sur les *DSP* de pression est associée aux fluctuations du point de décollement. De même, le fort niveau de fluctuation de vitesse dans cette zone est associée aux oscillations du point de décollement ( $\sim 75\%$  de la variance) et non   la turbulence. Le décalage existant entre la position du point col  $S_1$  sur les champs de vitesse moyenne et le maximum de fluctuation de vitesse a pu être expliqué par la différence de niveau entre les réalisations de forte convection et les réalisations d'écoulement de retour. Les contributions à la variance de la pression pariétales sont plus difficiles à dissocier car la pression en paroi intègre toutes les fluctuations dans l'ensemble de l'écoulement. L'analyse conjuguée des champs de vitesse et de pression conditionnés par la position  $x_S$  du point de décollement ont permis d'expliquer la relation de phase entre pression et vitesse dans la zone proche du point de décollement. L'éjection de fluide à la paroi s'accompagne d'une dépression à la paroi du fait de l'existence d'un centre intense de vorticité légèrement en amont du point de décollement. Un résultat inverse aurait pu être attendu car les zones d'étirement sont généralement associées à des fluctuations positives de pression.

En aval de  $S_1$ , l'interaction est dominée par le battement transversal du sillage. La modulation de la signature en pression par le décollement instationnaire est très importante dans cette zone. Des relations de quadratures sont observées dans les branches du décollement entre la pression et les composantes  $u$  et  $v$  de la vitesse. Cette relation est due à l'instationnarité des branches du décollement. L'utilisation des moyennes conditionnelles de vitesse et de pression conjuguée à la détermination de la position des séparatrices du décollement par les *FTLE*, ont permis d'établir un lien entre la taille des branches du décollement et leur intensité tourbillonnaire. Plus la branche du décollement est étendue, plus la quantité de vorticité absorbée est importante et plus la fluctuation négative de pression sous la branche est importante. L'utilisation de l'estimation stochastique a permis de séparer les contributions linéaires associées à des mouvements d'ensemble cohérent de l'écoulement des autres contributions.



## Chapitre 8

# Conclusion et perspectives

En aérodynamique automobile, les écoulements sont caractérisés par des structures fortement décollées, tridimensionnelles et instationnaires qui sont à l'origine de la traînée du véhicule et de la génération de bruit. L'objectif principal de ce travail a été de réaliser une analyse instationnaire des structures d'un écoulement turbulent et de leur couplage avec la pression pariétale fluctuante. Une configuration modèle générique pour l'aérodynamique des transports terrestres a été étudiée. Il s'agit de l'analyse expérimentale du sillage tridimensionnel d'un disque de diamètre  $D$  placé à une distance  $H$  d'une paroi.

Cette analyse repose sur des moyens d'essais modernes tels que la mesure  $HS - PIV$  ou la mesure synchronisée pression/vitesse. Le développement de la mesure de pression fluctuante par capteurs déportés a été un préalable important au travail. Pour réaliser l'analyse instationnaire des structures de l'écoulement et de leur signature en paroi, l'obtention de signaux temporels de pression corrigés en gain et en phase a fait l'objet d'un travail spécifique. A partir de là, on a pu réaliser et valider la mesure synchronisée des champs de vitesse par  $PIV$  ou  $HS - PIV$  avec la mesure de pression fluctuante multi-points. Des outils d'analyse ont alors été développés pour mettre en évidence les structures cohérentes responsables de fluctuations pariétales dans un écoulement tridimensionnel turbulent marqué par l'intermittence des grandes structures.

L'analyse des statistiques de vitesse et de pression pariétale a permis de comprendre comment la situation modèle du sillage du disque est modifiée par la présence de la paroi. Une grande sensibilité au paramètre  $H$  a été mise en évidence (Ruiz et al 2009 [70]). Pour les grandes valeurs de  $H/D$  ( $H/D > 1$ ) l'interaction sillage/paroi est faible, le sillage du disque est faiblement affecté par la présence de la paroi. Pour des valeurs plus faibles de  $H/D$  ( $0.6 < H/D < 1$ ), le niveau de fluctuation de pression associé au lâcher tourbillonnaire augmente significativement et une contribution large bande associée aux structures du sillage et à la turbulence apparaît. Dans cette configuration le processus de lâcher tourbillonnaire semble peu affecté par la présence de la paroi. En rapprochant de nouveau le disque de la paroi, une valeur critique de  $H/D$  (0.35) a été déterminée en dessous de laquelle le lâcher tourbillonnaire est supprimé. Pour  $H/D = 0.3$ , l'interaction est plus complexe avec un écoulement de proche paroi modifié. L'accélération de l'écoulement sous le disque est associée à une dépression accrue et à l'apparition d'un gradient de pression adverse entraînant un décollement tridimensionnel. La présence du décollement en paroi induit une grande modification de la signature en pression pariétale. Dans cette configuration, l'éjection de fluide au niveau du point col  $S_1$  est le mécanisme pilote du transport de vorticités proche de la paroi vers le sillage du disque et les branches du décollement. Cette éjection de fluide est à l'origine de la destruction de vorticités dans la couche cisailée inférieure et donc de la suppression du lâcher tourbillonnaire dans le plan de symétrie. De fortes similarités sont ainsi observées entre l'interaction du sillage du disque avec une paroi et les interactions de cylindres « infinis » avec une paroi qui ont fait l'objet de nombreuses études dans la littérature.

On a ensuite cherché à comprendre la sensibilité des caractéristiques principales des différentes interactions vis à vis d'une perturbation amont de type zone décollée. Un ensemble de données a été obtenu pour ces nouvelles configurations avec zone décollée amont pour  $H/D$  variant de 0.3 à 1.75.

Les conclusions principales (annexe E) correspondent à une amplification globale des instabilités du sillage pour les trois types d'interaction. On a montré aussi que plus l'interaction est intense, moins elle est affectée par la présence de la zone décollée.

Une analyse instationnaire des structures de l'écoulement a été développée pour comprendre les mécanismes générateurs fluctuation de pression à la paroi pour les différentes valeurs de  $H/D$ . On sait notamment qu'il existe un lien fort entre les structures de l'écoulement et les propriétés spatio-temporelles des signaux de pression pariétale. A partir des données mesurées, on met en place des moyens d'analyse permettant une meilleure perception des écoulements. Les corrélations vitesse/vitesse ou pression/vitesse ont été utilisées pour caractériser l'écoulement de façon globale et obtenir des informations (niveau, phase, ...) sur le lien pression/vitesse. Les moyennes de phase ou moyennes conditionnelles du champ de vitesse ont ensuite été utilisées pour extraire la cohérence dans un écoulement tridimensionnel turbulent. Un outils s'appuyant sur le filtrage du signal de pression multi-points par une analyse *POD* spatio-temporelle a permis de sélectionner les réalisations suffisamment énergétiques. Il s'est avéré que dans la configuration  $H/D = 0.75$ , ces réalisations correspondent à des structures cohérentes présentes dans le plan de symétrie. Des outils de détection de structures ont alors été employés pour effectuer le suivi des structures cohérentes.

Pour  $H/D = 0.75$ , le battement du sillage associé au lâcher tourbillonnaire a été mis en évidence (Ruiz *et al* 2009 [72]). Les écoulements induits par les déplacements du sillage sont en quadrature avec les fluctuations de pression en paroi. Les moyennes de phase déterminées à l'aide d'une analyse *POD* spatio-temporelle du signal de pression associent le déplacement vertical du sillage au lâcher de structures cohérentes dans le plan de symétrie. Sous la bulle de recirculation, l'écoulement externe quasi-statique est modulé par la présence des structures cohérentes dans la partie inférieure du sillage. Plus en aval, ces structures du sillage viennent en interaction directe avec la paroi et accentuent le gradient de pression défavorable. L'utilisation de l'estimation stochastique de type *ST - LSE*, dont la supériorité par rapport à la *S - LSE* a été démontrée, a permis de montrer que les structures cohérentes sont reliées de manière linéaire aux fluctuations de pression pariétales tandis que les plus petites échelles ont un lien plus complexe. Avec les données dont on dispose, il semble difficile d'appliquer l'estimation de type *ST - QSE* développée au cours de ce travail puisqu'elle nécessite la convergence de moment d'ordre 3 et 4. L'identification des structures cohérentes et de leur lien à la signature en pression a révélé les conditions favorables à l'apparition du décollement en aval du disque. Le rapprochement du sillage associé à la diminution de  $H/D$  entraîne la disparition progressive des structures cohérentes dans le plan de symétrie.

Pour  $H/D = 0.3$ , l'interaction du sillage du disque avec la paroi a considérablement changé. Les corrélations vitesse/vitesse dans un plan rasant ont confirmé la disparition du battement vertical du sillage et l'existence d'un battement transversal associé à un lâcher tourbillonnaire dans un plan quasi-parallèle à la paroi. Dans la zone proche du décollement, la relation de phase entre la pression et la vitesse s'explique par le fait que l'éjection de fluide à la paroi s'accompagne d'une dépression associée à l'existence d'un centre intense de vorticit e l eg erement en amont du point de d' ejection. Il a  et e montrée  a l'aide d'une analyse lagrangienne de l' ecoulement (*FTLE*) que la fr equance dominante de  $30Hz$  sur les *DSP* de pression est associ ee aux fluctuations du point de d ecollement (Ruiz *et al* 2009 [71]). De m eme, le fort niveau de fluctuation de vitesse dans cette zone ( $\sim 75\%$  de la variance), est associ ee aux oscillations du point de d ecollement et non  a la turbulence. Les contributions  a la variance de la pression pari etale sont plus difficiles  a dissocier car la pression en paroi int egre toutes les fluctuations dans l'ensemble de l' ecoulement. En aval de  $S_1$ , l'interaction est domin ee par le battement transversal du sillage. La modulation de la signature en pression par le d ecollement instationnaire est tr es importante dans cette zone. Des relations de quadratures sont observ ees dans les branches du d ecollement entre la pression et les composantes  $u$  et  $v$  de la vitesse. L'utilisation des moyennes conditionnelles de vitesse et de pression conjugu ee  a la d etermination de la position des s eparatrices du d ecollement par les *FTLE*, ont permis d'établir un lien entre la taille des branches du d ecollement et leur intensit e tourbillonnaire.

Plus la branche du décollement est étendue, plus la quantité de vorticité absorbée est importante et plus la fluctuation négative de pression sous la branche est importante. On sait en effet (Naguib *et al* 2004 [60]) que les centres de vorticité de l'écoulement sont des sources de pression négatives. L'utilisation de l'estimation stochastique a permis de nouveau de séparer les contributions linéaires associées à des mouvements d'ensemble cohérent de l'écoulement des autres contributions.

Une analyse aéroacoustique a ensuite été réalisée à l'aide mesures couplées pression acoustique/vitesse et pression acoustique/pression pariétale. Le but a été de comprendre si les structures mises en évidence par l'étude aérodynamique pour chacune des configurations sont responsables d'émission sonore en champ lointain. Pour les interactions « fortes » ( $H/D = 0.75$ ), l'analyse de ces corrélations a permis d'émettre l'hypothèse d'une zone source localisée dans la bulle de recirculation moyenne du sillage du disque. Pour les interactions « massives », cette hypothèse semble aussi s'appliquer même si une seconde source acoustique associée à l'instationnarité du point de décollement apparaît.

Les méthodes de mesure et outils d'analyse développés dans cette configuration modèle sont applicables à des problématiques plus industrielles avec des géométries plus complexe et des installations plus grandes. On peut notamment imaginer une montée en Reynolds sur une maquette de rétroviseur fournie par les industriels implantée dans une soufflerie plus grande. Pour de tels écoulements complexes, il est pertinent d'utiliser des outils pour extraire la cohérence de l'écoulement et avancer sur la modélisation du lien entre la pression pariétale et les structures de l'écoulement. Une des pistes dans cette voie est l'utilisation de l'estimation stochastique de type quadratique. Il sera nécessaire pour cela d'obtenir une base donnée couplée pression/vitesse très importante pour permettre la convergence des moments d'ordre 3 et 4.

Dans ce travail, seule la zone directement en aval de l'obstacle a été étudiée ( $x/D < 4$ ). Il serait intéressant d'approfondir l'analyse de l'évolution des structures de l'écoulement (structures cohérentes du sillage, rétablissement couche limite turbulente) loin en aval du disque. Dans cette zone qui correspond aux vitrages arrières du véhicule, les structures de l'écoulement dominant toujours l'empreinte en pression pariétale. Dans un tel écoulement instationnaire, l'approche lagrangienne *FTLE* couplée aux mesures de pression pariétale et acoustique est prometteuse. La séparation des contributions aléatoire et cohérente d'un écoulement est notamment importante pour effectuer des comparaisons de calculs instationnaires avec des résultats expérimentaux ou pour donner des indications pertinentes à la modélisation de la turbulence (par exemple dans le cadre des méthodes Unsteady *RANS* ou Hybride *RANS - LES*).

L'analyse aérodynamique de l'écoulement a été réalisée en identifiant les structures cohérentes reliées à la pression pariétale. On sait que les mécanismes sources de pression acoustique en champ lointain sont issus des mêmes structures turbulentes de l'écoulement ce qui rend difficile la séparation entre les contributions hydrodynamique et aéroacoustiques. Le développement de techniques permettant l'identification du lien entre les émissions acoustiques en champ lointain et les structures du champ proche semble donc devoir devenir un axe important de recherche.



# Annexe A

## Dimensionnement et validation du dispositif de mesure de pression fluctuante

### Sommaire

---

A.1	Détermination expérimentale de la longueur de tube $L$ nécessaire à l'atténuation du signal . . . . .	214
A.2	Détermination du volume tampon $V$ équivalent . . . . .	214
A.2.1	Validation du système . . . . .	215

---



Les capteurs de pression différentiels principalement utilisés ont une gamme de pression de  $250Pa$ . Un dispositif spécifique a été développé pour optimiser cette gamme de pression en mettant l'entrée de mesure et l'entrée de référence à la même pression moyenne. Cela permet de mesurer uniquement les fluctuations sur toute la gamme du capteur. La pression moyenne mesurée est celle sur la plaque au niveau de la prise de pression. Elle est donc spécifique à chaque capteur. Cette donnée de pression moyenne est disponible à l'extrémité du tube d'adaptation d'impédance dont la longueur est de  $2.5m$  (figure A.1). Nous avons testé si l'atténuation dans ce tube est suffisante pour connecter son extrémité à l'entrée de référence qui doit être rigoureusement stable. Ce test est réalisé dans la première partie de l'annexe. Il se trouve que cette longueur s'avère beaucoup trop petite d'où la nécessité du dimensionnement d'un volume  $V$  tampon.

## A.1 Détermination expérimentale de la longueur de tube $L$ nécessaire à l'atténuation du signal

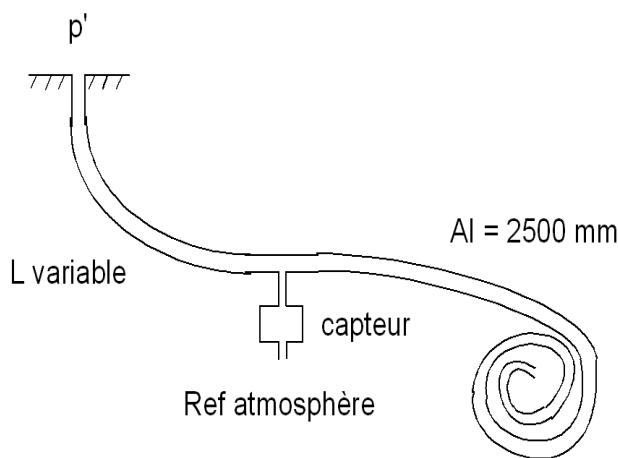


FIG. A.1 – Schéma du capteur  $250Pa$  déporté d'une longueur  $L$  variable sur l'entrée de mesure

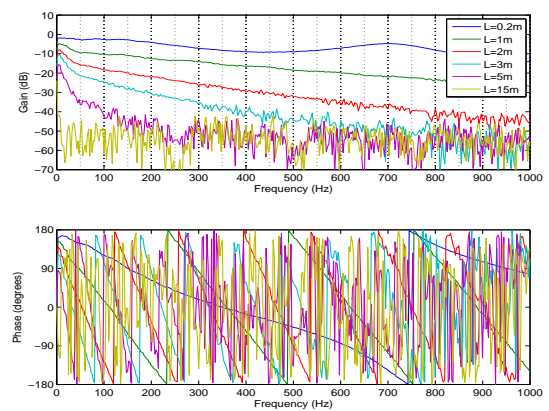


FIG. A.2 – Gain (dB) associé au capteur  $250Pa$  déporté d'une longueur  $L$  variable sur l'entrée de mesure

Le test consiste à déterminer quelle longueur  $L$  de tube est nécessaire à l'atténuation des fluctuations de pression pour toutes les fréquences comprises dans la gamme du capteur. Pour cela, on laisse l'entrée de référence à l'atmosphère stable et on branche simultanément sur le coupleur le microphone de référence ( $B\&K$ ) et l'entrée de mesure du capteur déportée d'une longueur  $L$  variable. Le microphone de référence mesure les fluctuations de pression dans le coupleur et le capteur de pression mesure le signal atténué dans le tube de longueur  $L$ . On obtient en sortie de l'analyseur la fonction de transfert entre les deux capteurs.

On fait varier  $L$  et on regarde à partir de quelle longueur  $L$  la fonction de transfert est inférieure à  $-40dB$  (atténuation d'un facteur 100 du signal) sur la gamme de fréquence que l'on souhaite ( $0Hz - 1.6kHz$ ). On observe sur la figure A.2 qu'il est nécessaire d'avoir une longueur  $L \geq 15m$  pour avoir l'atténuation souhaitée. Cette longueur est beaucoup trop importante pour être utilisée dans notre maquette. On va donc chercher à dimensionner un volume  $V$  tampon reproduisant le même effet.

## A.2 Détermination du volume tampon $V$ équivalent

De la même façon que précédemment, on laisse l'entrée de référence des capteurs à l'atmosphère stable et on branche simultanément sur le coupleur le microphone référence et l'entrée de mesure déportée muni du volume  $V$  tampon (figure A.3).

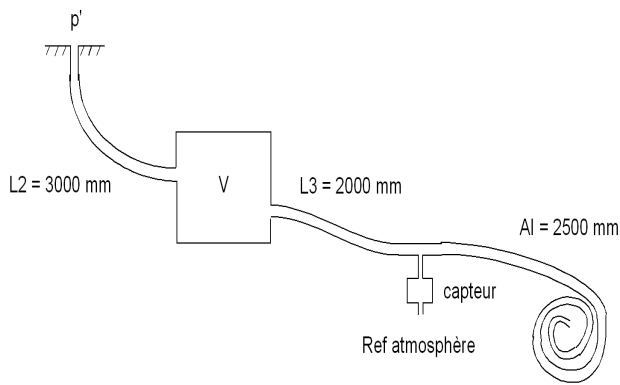


FIG. A.3 – Schéma du capteur  $250Pa$  déporté par une longueur  $L = L2 + L3$  munie d'un volume tampon  $V$  variable

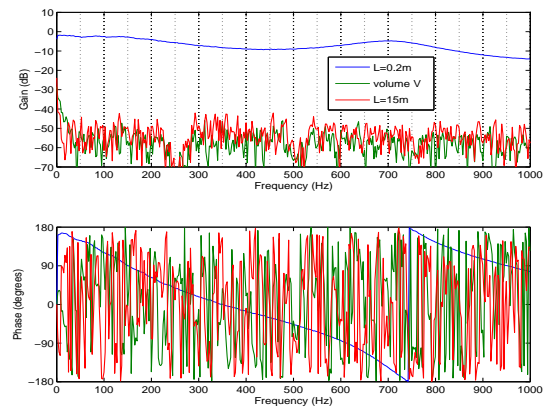


FIG. A.4 – Comparaison de l'efficacité du volume tampon et de la longueur  $L=15m$  (Gain (dB) et phase (degré))

On effectue plusieurs tests afin de trouver un volume  $V$  tampon optimal. On trouve  $V = 35cm^3$  qui atténue d'un facteur supérieur à 100 toutes les fluctuations comprises entre quelques  $Hz$  et  $1.6kHz$  (figure A.4)).

### A.2.1 Validation du système

Le montage du capteur est montré sur la figure (A.5). On doit vérifier qu'en connectant nos deux entrées, il n'apparaît pas de couplage global. Pour cela, on compare la réponse de notre système avec celle du système « entrée de référence à l'atmosphère / entrée de mesure déportée d'une longueur  $L = 200mm$  » (figure A.6).

On observe qu'il n'y a pas de déphasage entre les deux systèmes, le bouclage des deux entrées n'induit pas de déphasage. L'utilisation du système est donc validée.

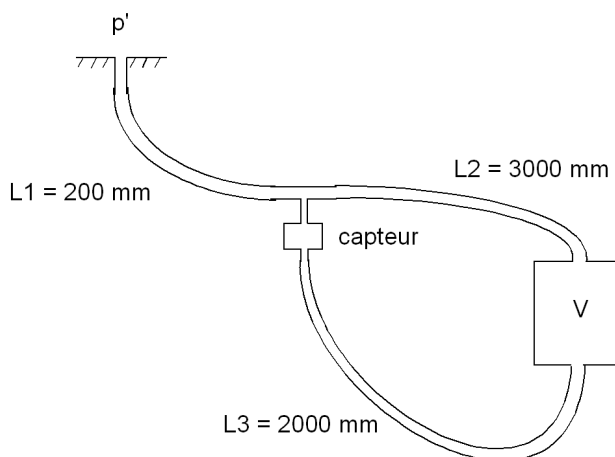


FIG. A.5 – Schéma de branchement du capteur de gamme  $250Pa$  avec les deux entrées bouclées

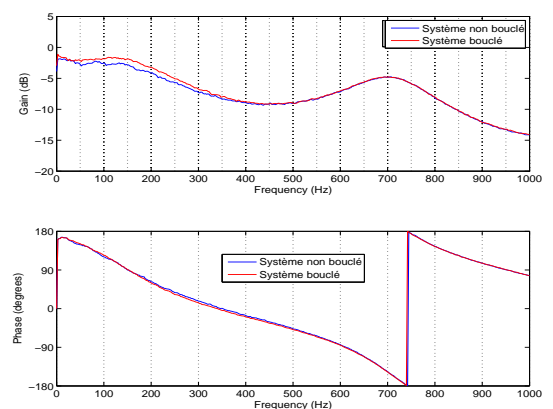


FIG. A.6 – Comparaison de l'efficacité du volume tampon et de la longueur  $L=15m$  (Gain (dB) et phase (degré))

## Annexe B

# Validation de la correction temporelle des signaux de pression

## B.1 Principe de la méthode

### B.1.1 Contexte

Un des objectifs principaux de cette étude est de réaliser une analyse instationnaire du lien entre les structures de l'écoulement et leur signature en pression. Pour effectuer une telle analyse, on doit disposer des mesures instantanées de pression corrigées en gain et en phase. Dans cette partie, on explique le principe de la technique permettant de corriger le signal temporel de pression mesuré par capteur déporté.

L'étalonnage dynamique des capteurs de pression est réalisé sur un banc d'étalonnage du laboratoire afin d'obtenir la fonction de transfert complexe  $H(f)$  associée à chaque capteur. Au cours de précédentes études au sein du laboratoire, cette fonction de transfert a été utilisée pour effectuer une correction des signaux de pression en gain et en phase dans le domaine fréquentiel. Afin de réaliser une analyse pression/vitesse de phénomènes instationnaires nous avons développé une méthode de correction dans le domaine temporel en nous basant sur le travail de Bonamy (*LEA Poitiers*). L'outil repose sur une convolution du signal mesuré avec la réponse impulsionnelle du système. La première difficulté est d'obtenir cette réponse impulsionnelle.

### B.1.2 Obtention de la réponse impulsionnelle du système de mesure

Le système de mesure est défini par le capteur, la prise de pression et l'ensemble de la tubulure reliant les différentes parties. La réponse impulsionnelle  $h(t)$  ainsi que la fonction de transfert  $H(f)$  sont fortement dépendantes de l'ensemble de ces éléments constituant le système. La réponse impulsionnelle est obtenue par transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert.

$$h(t) = \text{ifft}(H(f))$$

avec  $H(f)$  obtenue à l'étalonnage :

$$H(f) = \frac{S_{\text{capteur}}(f)}{S_{\text{REF}}(f)}$$

## B.2 Application aux capteurs de pression différentiels et aux microphones à électret

Le calcul de la réponse impulsionnelle impose donc de réaliser une transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert complexe  $H$ . La représentation classique du gain de la fonction de transfert

est une représentation unilatérale. Afin d'effectuer la transformée de Fourier inverse, la fonction de transfert doit être rendue symétrique. Le module de  $H$  (gain) rendu symétrique est donné figure B.1 pour les microphones à electret ainsi que pour les capteurs de pression différentiels. L'allure des deux courbes de gain est bien différente pour les deux types de capteur avec des résonances importantes pour les capteurs de pression. Les niveaux mesurés ainsi que les domaines de fréquence sont aussi différents pour les deux configurations de mesure.

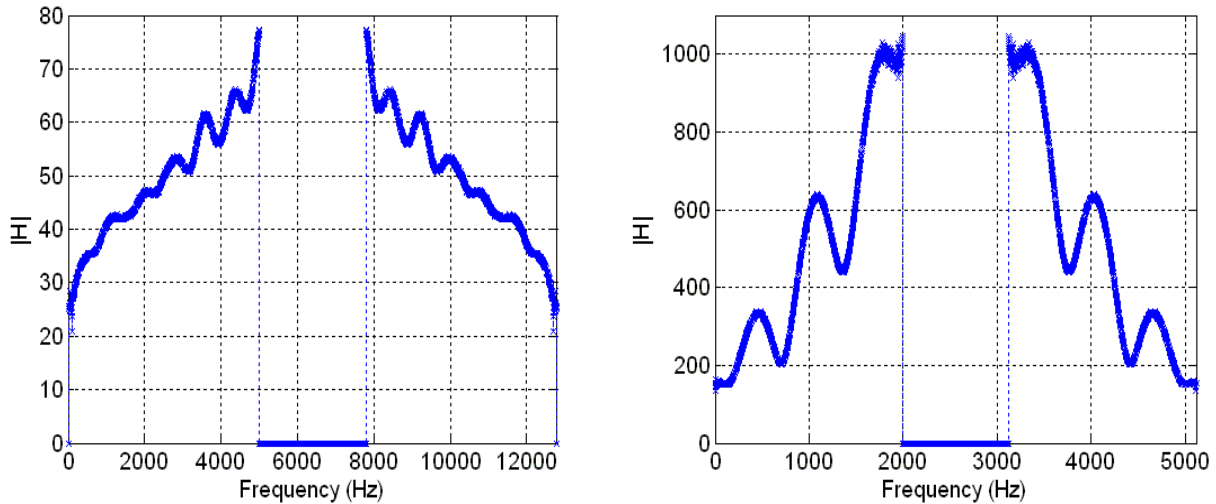


FIG. B.1 – Evolution fréquentielle du module  $|H|$  : (a) microphone à electret ; (b) capteurs différentiels

Après calcul de la transformée de Fourier inverse, on obtient les réponses impulsionnelles pour les microphones à electret et les capteurs de pression (figure B.2). Ce sont ces réponses impulsionnelles qui contiennent le lien logique avec le phénomène physique mesuré. Pour comprendre cela, on écrit l'expression de la convolution permettant la correction du signal :

$$s_{corr}(t) = \int_{-T}^T h(\tau) \times s_{mes}(t - \tau) d\tau$$

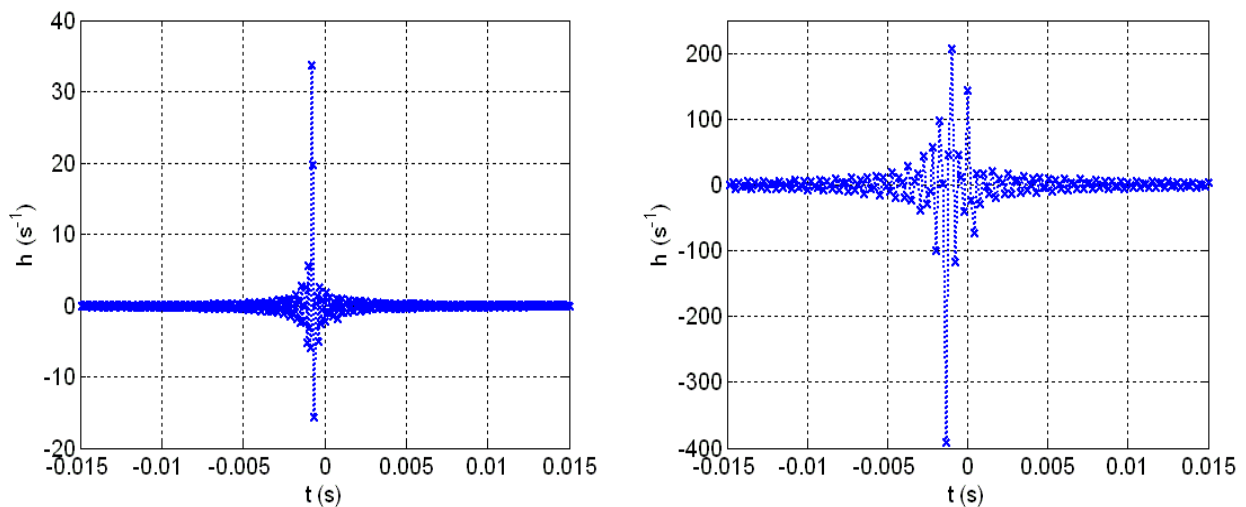


FIG. B.2 – Réponse impulsionnelle du système : (a) microphone à electret ; (b) capteurs différentiels

Dans un premier temps, on constate que la réponse impulsionnelle du système est non nulle pour un décalage temporel  $\tau$  négatif et que l'atténuation vers 0 est rapide lorsque  $|\tau|$  augmente. D'après l'expression de la convolution, le signal corrigé  $s_{corr}(t)$  est lié à la valeur de  $h(\tau) \times s_{mes}(t - \tau)$ . Or on vient de voir que  $h(\tau)$  est non nul pour des valeurs de  $\tau$  proches de  $\tau_0 < 0$ . Par conséquent,  $s_{corr}(t)$  va dépendre du signal mesuré  $s_{mes}$  décalé d'un temps  $-\tau_0 > 0$ .

Cela semble naturel pour des capteurs déportés, étant donné que la fluctuation de pression mesurée au niveau de la prise de pression est enregistrée au niveau du capteur après un temps de transport à travers le tube (tube  $L_1$  de la figure A.5). Le pic principal de la réponse impulsionnelle nous permet de calculer la vitesse de déplacement des fluctuations de pression. On obtient  $V_{transport} = \frac{L_{tube}}{t_{transport}} = 256m/s$  ce qui montre l'établissement complexe d'ondes acoustiques dans le tube reliant la prise de pression et le capteur.

## B.3 Validation de la méthode

### B.3.1 Méthode de validation

La méthode de validation est proposée sur la figure B.3. On sait que la méthode de correction fréquentielle est validée et qu'elle a été utilisée précédemment dans de nombreuses études au sein du laboratoire. Afin de valider la correction dans le domaine temporel, on va donc comparer dans le domaine spectral les résultats des deux méthodes. Comme on le voit sur la figure B.3, pour la méthode de correction fréquentielle on passe dans le domaine spectral par transformée de Fourier puis on effectue la correction à l'aide de la fonction de transfert complexe. Pour la méthode de correction temporelle, on effectue tout d'abord la correction par convolution du signal mesuré avec la réponse impulsionnelle puis on passe dans le domaine spectral par transformée de Fourier. Il est ainsi possible de comparer les spectres moyens et instantanés du gain et de la phase à l'aide des deux méthodes de correction.

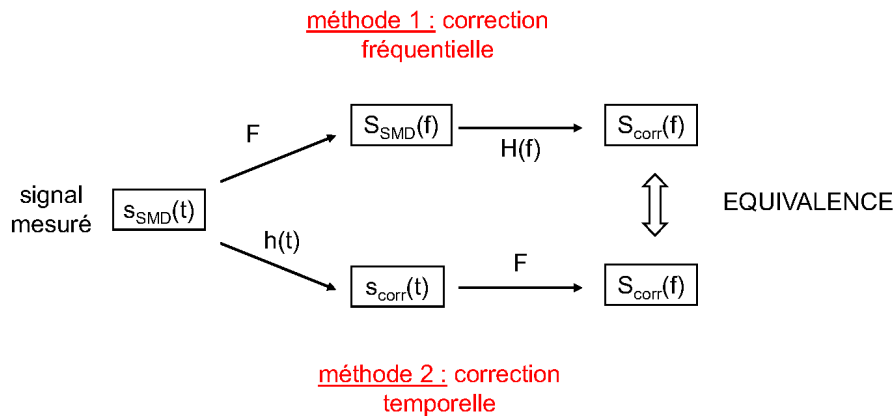


FIG. B.3 – Schéma de principe pour la validation de la méthode de correction temporelle.

Par la suite la comparaison des méthodes est réalisée pour des mesures avec capteur de pression en sachant que les résultats sont identiques dans le cadre de mesures avec les microphones à électret.

### B.3.2 Comparaison du gain pour les méthodes temporelles et fréquentielles

#### Spectres moyennés

On vérifie tout d'abord que les  $DSP$  moyenne obtenue à l'aide des deux méthodes donnent des résultats identiques. Les spectres de la figure B.4 sont très proches avec un écart moyen de  $DSP$  entre les courbes de 0.016 ( $1.25Hz < f < 1600Hz$ ). Pour les deux traitements, on intègre la  $DSP$  pour calculer le  $Cp'$  associé et on obtient à chaque fois  $Cp' = 0.099$ .

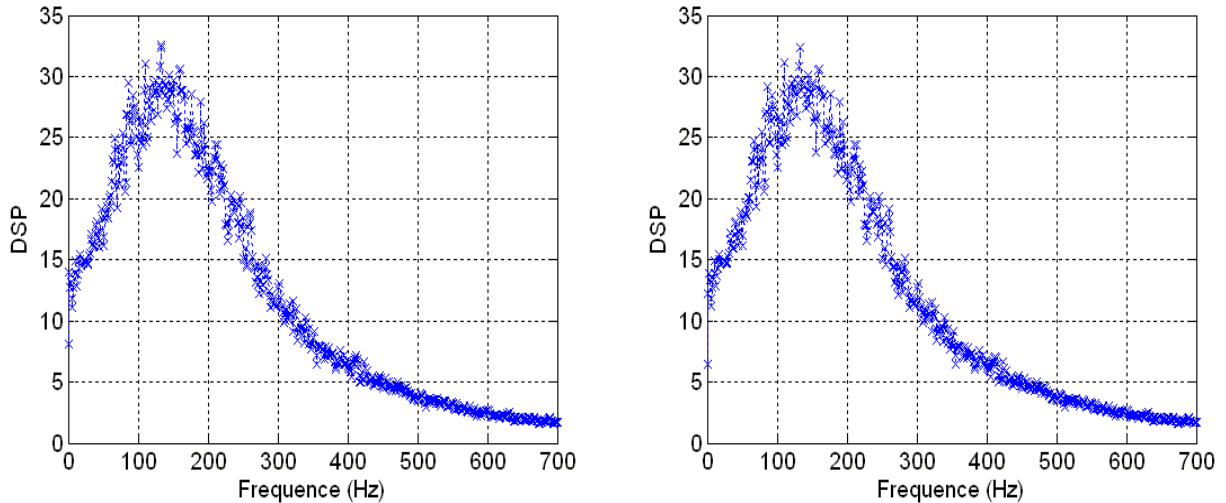


FIG. B.4 –  $DSP$  moyenne calculée à partir de 250 fenêtres du signal de pression (largeur de fenêtre : 4096points) : (gauche) correction fréquentielle ; (droite) correction temporelle.

### Spectres instantannés

On voit sur les figures B.5 et B.6 que les  $DSP$  instantanées obtenues par correction temporelle sont très proches de celles obtenues par correction fréquentielle. On a choisi deux fenêtres temporelles quelconques du signal de pression (10e et 100e) et les écarts moyens de  $DSP$  obtenus entre les deux méthodes sont respectivement 0.04 et 0.042 pour la 10e et la 100e fenêtre temporelle ce qui est très faible.

#### B.3.3 Comparaison de la phase pour les méthodes temporelles et fréquentielles

De la même façon, on vérifie la validité de la correction temporelle pour la phase. Il est important de ne pas oublier cette opération car l'information de phase doit être bien retranscrite. On sélectionne deux capteurs pour obtenir la phase à partir de l'interspectre. Cette phase est représentative du lien spatio-temporel entre les deux capteurs. On choisit volontairement une phase entre deux capteurs qui n'ont pas de lien marqué, la phase est ainsi très bruitée. On compare les résultats pour les deux méthodes de correction.

La comparaison des phases moyennes est donnée figure B.7 tandis que les phases instantanées calculées à partir des 10e et 100e fenêtre du signal de pression sont données figures B.8 et B.9. Les écarts de phase moyennée sur l'ensemble des fréquences sont inférieurs à 0.01 et inférieurs à 0.02 pour les phases instantanées.

La technique de correction du signal dans le domaine temporel est donc validée.

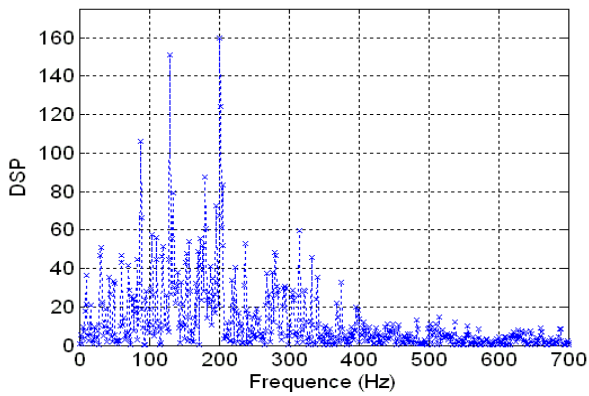
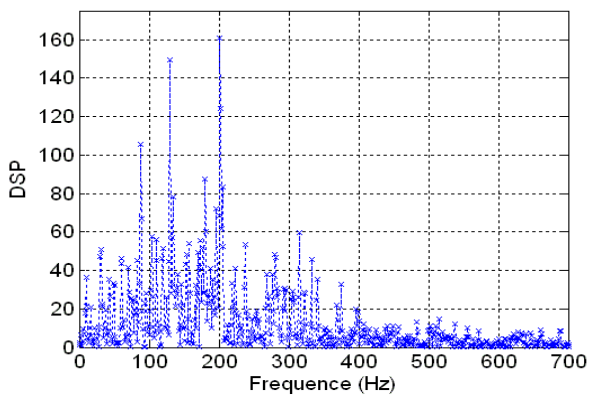


FIG. B.5 – *DSP* instantanée calculée à partir de la 10<sup>e</sup> fenêtre du signal de pression (largeur de fenêtre : 4096points) : (haut) correction fréquentielle ; (bas) correction temporelle.

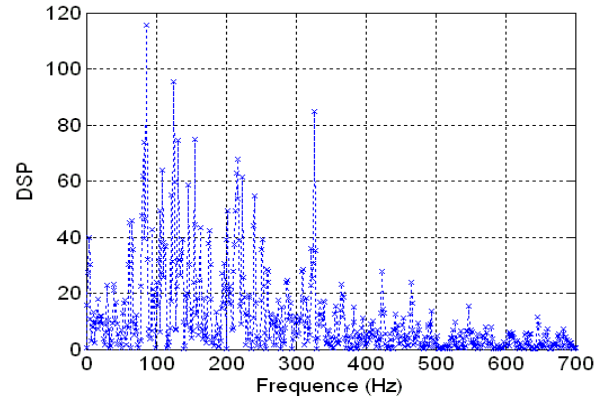
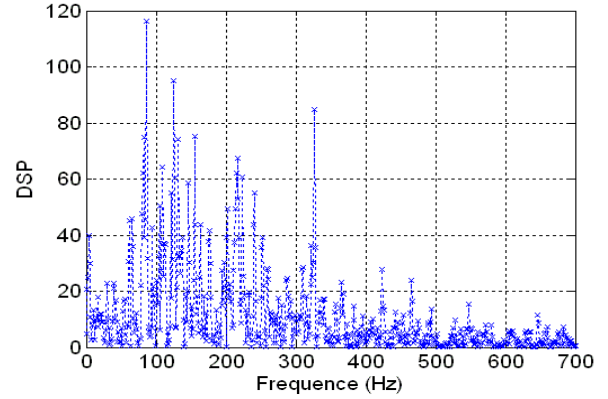


FIG. B.6 – *DSP* instantanée calculée à partir de la 100<sup>e</sup> fenêtre du signal de pression (largeur de fenêtre : 4096points) : (haut) correction fréquentielle ; (bas) correction temporelle.

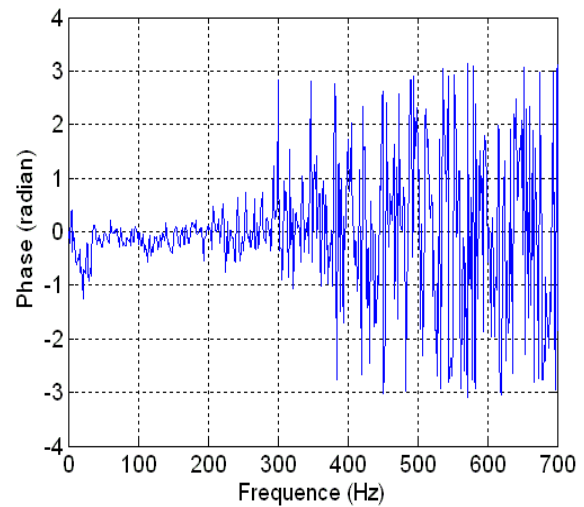
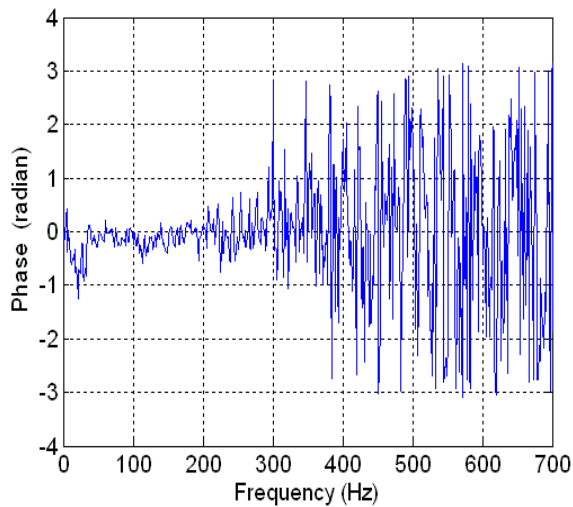


FIG. B.7 – Phase moyenne calculée à partir de 250 fenêtres du signal de pression (largeur de fenêtre : 4096points) : (gauche) correction fréquentielle ; (droite) correction temporelle.

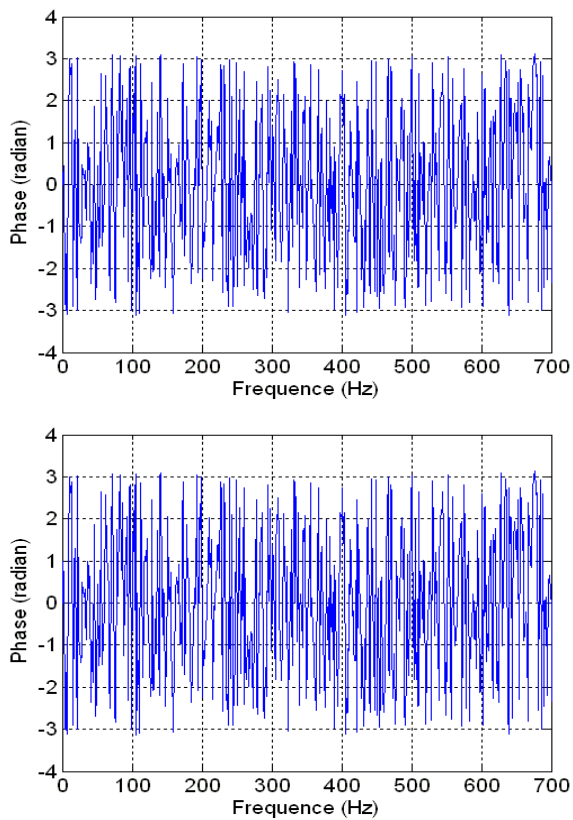


FIG. B.8 – Spectre de phase calculé à partir de la dixième fenêtre du signal de pression (largeur de fenêtre :  $4096points$ ) : (haut) correction fréquentielle ; (bas) correction temporelle.

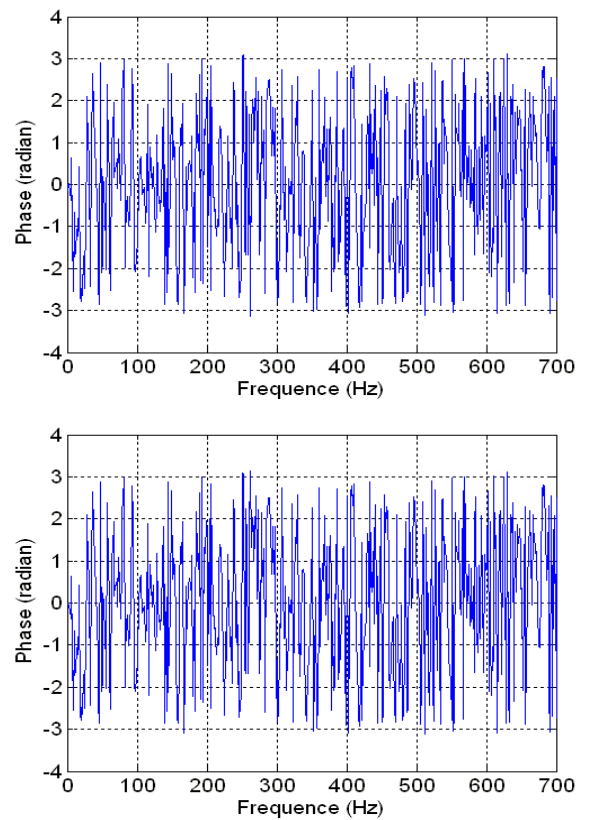


FIG. B.9 – Spectre de phase calculé à partir de la centième fenêtre du signal de pression (largeur de fenêtre :  $4096points$ ) : (haut) correction fréquentielle ; (bas) correction temporelle.



## Annexe C

# Analyse de l'influence du pied du disque

### Sommaire

---

C.1	Fréquences caractéristiques présentes dans le sillage du pied . . . . .	223
C.2	Importance relative du sillage du pied pour les trois types d'interaction .	223

---

## C.1 Fréquences caractéristiques présentes dans le sillage du pied

Afin d'observer les caractéristiques du sillage du pied du disque, on se place dans la configuration d'interaction sillage/disque la plus faible c'est-à-dire lorsque le disque est le plus loin de la paroi ( $H/D = 1.75$ ). Le pied du disque est réalisé à partir d'un barreau cylindrique (rayon  $r = 2mm$ ) en acier. Pour le nombre de Reynolds de l'écoulement ( $Re_D = 130000$ ), son sillage est caractérisé par un lâcher tourbillonnaire à  $f = 2000Hz$  ( $St = 0.2$ ). La gamme des capteurs de pression étant limitée dans les hautes fréquences à  $1600Hz$ , on utilisera les données acquises par microphones à électret dont la gamme s'étend de  $100Hz$  à  $5000Hz$ .

On observe ainsi sur les  $DSP$  des signaux de pression à proximité du barreau (figure C.1) un premier pic à la fréquence  $f = 2000Hz$  et son harmonique proche de  $f = 4000Hz$ . On remarque tout d'abord que ces fréquences dominantes du sillage du barreau sont bien supérieures aux fréquences caractéristiques du sillage du disque. En effet, pour le sillage du disque, Berger *et al* 1990 [10] ont montré que la fréquence associée à l'instabilité de pompage vaut  $f_1 = 40Hz$  ( $St_1 = 0.05$ ), celle associée à l'instabilité hélicoïdale vaut  $f_2 = 108Hz$  ( $St_2 = 0.135$ ) et celle de l'instabilité des couches de cisaillement vaut  $f_3 = 1300Hz$  ( $St_3 = 1.62$ ). Les structures turbulentes émises par le sillage du pied doivent avoir des fréquences associées supérieures à  $f = 2000Hz$  non mesurées par les capteurs de pression que l'on pourra dissocier des contributions du sillage du disque.

On analyse maintenant l'importance relative de la contribution du pied pour les différents types d'interaction.

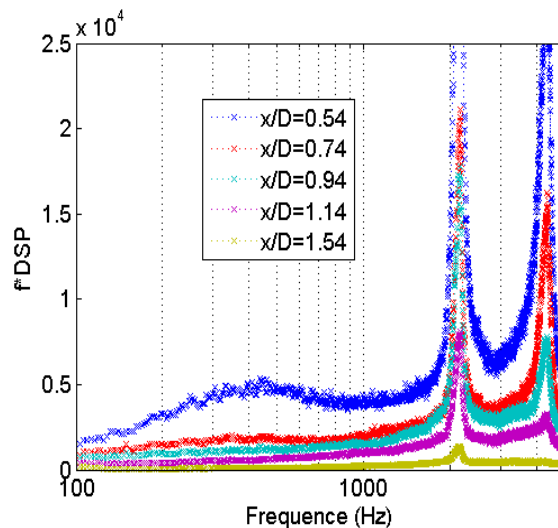


FIG. C.1 – Evolution longitudinale de la  $f \times DSP$  à proximité ( $x/D \leq 1.54$ ) du pied du disque pour  $H/D = 1.75$

## C.2 Importance relative du sillage du pied pour les trois types d'interaction

Nous avons caractérisé l'interaction sillage/paroi en fonction de la hauteur du disque pour trois types d'interaction bien distinctes. Une interaction « faible » pour  $H/D > 1$ , une interaction « forte » avec déplacement du sillage vers la paroi lorsque  $0.6 < H/D < 1$  et une interaction « massive » avec modification de la topologie en aval du disque lorsque  $H/D \leq 0.3$ . On cherche à comprendre l'importance du sillage du pied pour chaque type d'interaction.

Afin de permettre une analyse quantitative de chacune des contributions, on calcule le  $Cp'$  associé

à chacune des contributions en intégrant la  $DSP$  des signaux de pression dans différentes gammes de fréquences :

$$\begin{aligned} \Rightarrow 0Hz \leq f \leq 5000Hz & \text{ pour le } Cp' \text{ global } (Cp' = Cp'_{disque} + Cp'_{pied}) \\ \Rightarrow 0Hz \leq f \leq 1600Hz & \text{ pour la contribution du disque } \Leftrightarrow Cp'_{disque} \\ \Rightarrow 1600Hz \leq f \leq 5000Hz & \text{ pour la contribution du pied } \Leftrightarrow Cp'_{pied} \end{aligned}$$

Une telle décomposition permet d'avoir un simple ordre de grandeur de chacune des contributions. Les données de pression mesurées par capteurs différentiels sont utilisés pour la gamme  $0Hz \leq f \leq 1600Hz$  tandis que les électrets sont utilisés pour la gamme  $1600Hz \leq f \leq 5000Hz$

### Interaction faible - $H/D = 1.75$

On trace l'évolution longitudinale des  $Cp'$  et  $Cp'_{pied}$  pour  $H/D = 1.75$  (figure C.2 (gauche)) et l'évolution du rapport  $\frac{Cp'_{pied}}{Cp'_{pied} + Cp'_{disque}}$  pour les trois valeurs caractéristiques de  $H/D$  (figure C.2 (droite)).

On observe pour  $H/D = 1.75$  que l'influence du pied du disque n'est pas négligeable quelle que soit la position longitudinale. La valeur de  $\frac{Cp'_{pied}}{Cp'_{pied} + Cp'_{disque}}$  reste supérieure à 30% même en aval de  $x/D = 2$ .

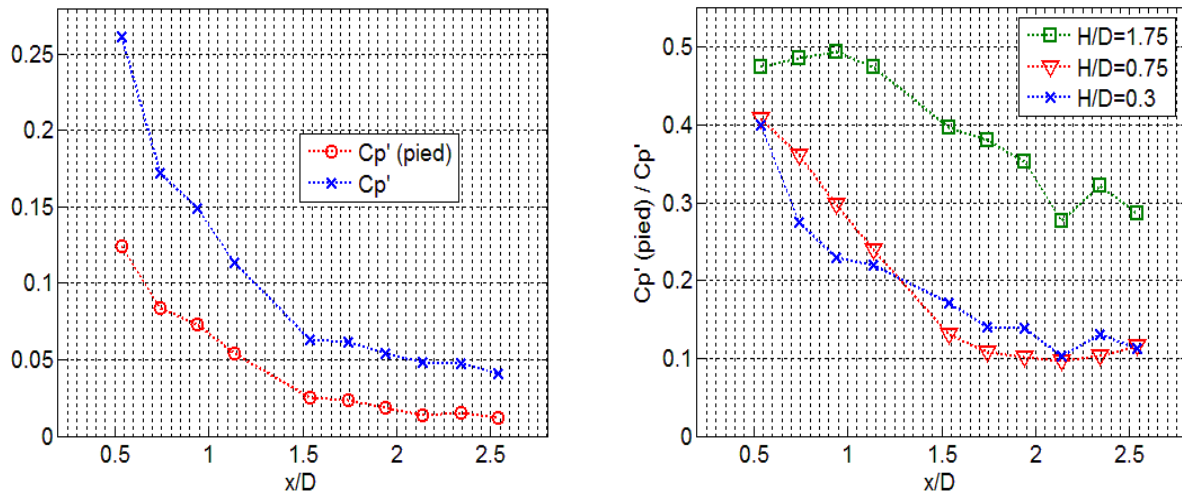


FIG. C.2 – (gauche) Evolution longitudinale du  $Cp'$  et de  $Cp'_{pied}$  pour  $H/D = 1.75$ ; (droite) Evolution longitudinale de  $\frac{Cp'_{pied}}{Cp'_{pied} + Cp'_{disque}}$ .

En analysant le contenu fréquentiel des fluctuations de pression (figures C.1 et C.3), on retrouve le fait que les fluctuations de pression associées au sillage du pied ( $f \sim 2000Hz$ ) ne sont pas négligeables en comparaison de la contribution du disque ( $f \sim 100Hz$ ). On remarque cependant que la diminution de la contribution du pied du disque est très forte lorsqu'on se déplace vers l'aval. En  $x/D = 2.74$ , cette contribution n'est quasiment plus détectée.

### Interaction forte - $H/D = 0.75$

La même analyse est conduite pour le cas de l'interaction « forte ». La figure C.4 montre tout d'abord que l'évolution longitudinale du  $Cp'$  global est peu différente de l'évolution du  $Cp'_{disque}$  (figure 5.32) qui intègre les contributions de 0 à  $1600Hz$ . La figure C.2(droite) nous permet de dire qu'au delà de  $x/D = 1.5$ , la contribution qui intègre les fluctuations de pression de  $1.6kHz$  à  $5kHz$  est proche de 10% du  $Cp'$  global.

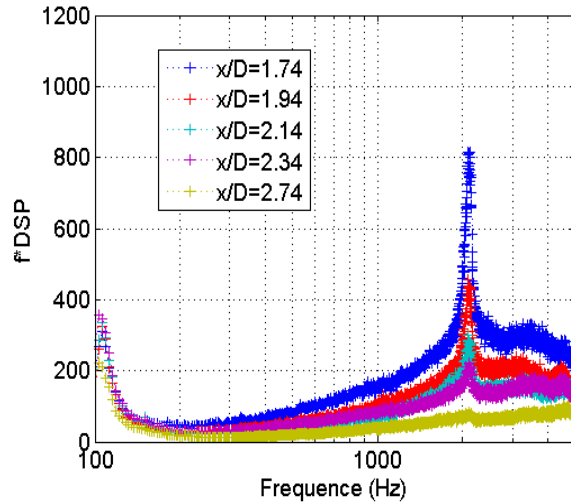


FIG. C.3 – Evolution longitudinale de la  $f \times DSP$  en aval ( $x/D \geq 1.74$ ) du pied du disque pour  $H/D = 1.75$

La seconde observation est qu'en  $x/D = 0.54$ , la contribution du sillage du pied est passée de  $Cp'_{pied} = 0.12$  pour  $H/D = 1.75$  à  $Cp'_{pied} = 0.08$  pour  $H/D = 0.75$ . On peut donc penser que la proximité du sillage est un facteur destructeur pour l'interaction sillage pied/paroi et que l'interaction sillage disque/paroi est dominante dans cette configuration.

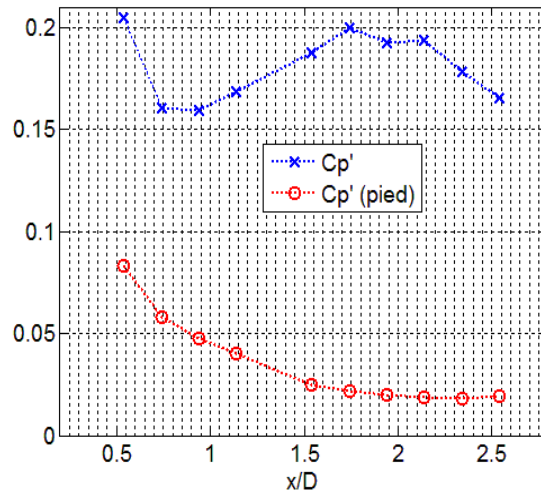
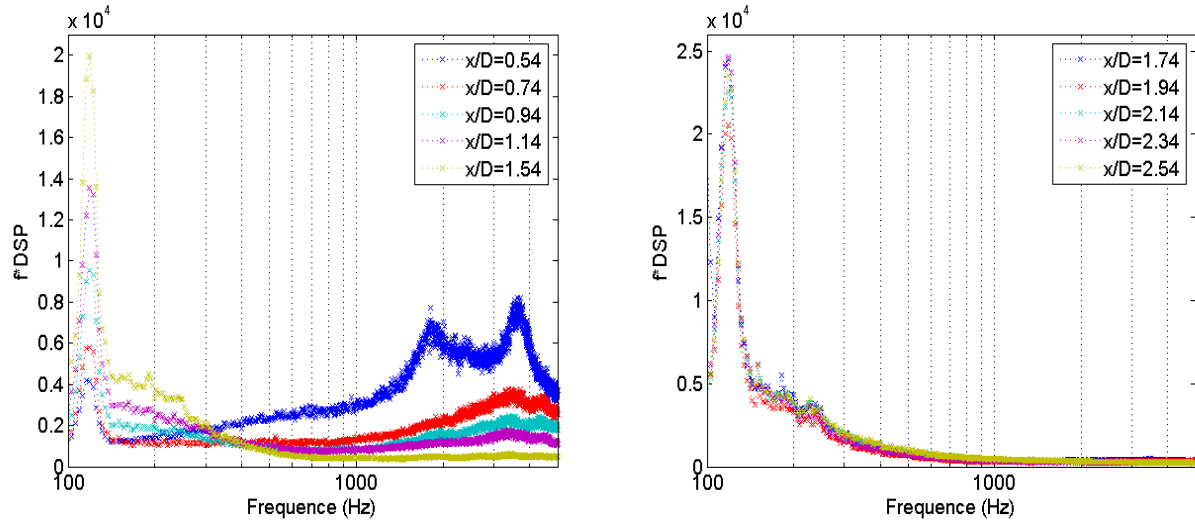


FIG. C.4 – Evolution longitudinale de  $Cp'_{pied}$  et  $Cp'$  pour  $H/D = 0.75$ .

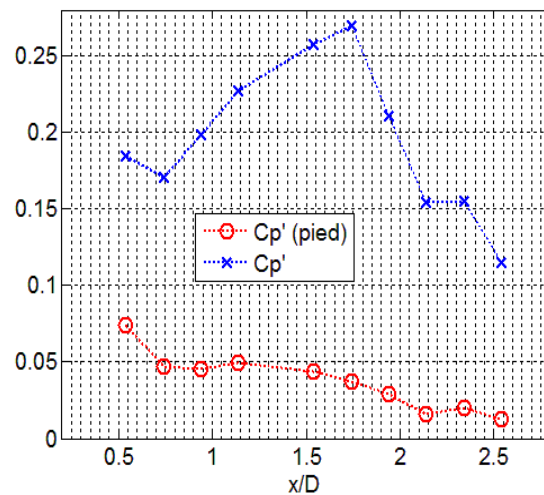
On tente de confirmer ces observations en analysant le contenu fréquentiel des signaux de pression. L'évolution longitudinale des  $f \times DSP$  est donnée sur la figure C.5. On observe clairement quelle que soit la position longitudinale, une diminution très forte du niveau de fluctuation pour les fréquences proches de  $2000Hz$ . Cela témoigne d'une interaction entre les structures du sillage du pied et celles du sillage du disque. Cette interaction est destructrice pour les structures du sillage du pied. En effet, pour les fréquences supérieures à  $f \sim 1.6kHz$ , la contribution est devenue large bande et correspond à la turbulence de l'écoulement. Au delà de  $x/D = 1.5$ , la contribution des fréquences supérieures à  $1.6kHz$  est négligeable.

FIG. C.5 – Evolution longitudinale de la  $f \times DSP$  pour  $H/D = 0.75$ 

### Interaction massive - $H/D = 0.3$

Comme pour la configuration  $H/D = 0.75$ , l'évolution longitudinale du  $Cp'$  (figure C.6) est proche de celle observée pour le  $Cp'_{disque}$  (figure 5.32). On retrouve aussi le fait qu'en  $x/D = 0.54$ , la contribution du sillage du pied est passée à  $Cp'_{pied} = 0.08$  ce qui témoigne de l'interaction destructrice entre le sillage du pied et le sillage du disque.

La figure C.2(droite) nous permet de dire qu'au delà de  $x/D = 1.5$ , la contribution qui intègre les fluctuations de pression de  $1.6kHz$  à  $5kHz$  est proche de 10% du  $Cp'$  global.

FIG. C.6 – Evolution longitudinale pour  $H/D = 0.3$  de  $Cp'_{pied}$  et  $Cp'$ .

L'évolution longitudinale des  $f \times DSP$  est donnée sur la figure C.7. La contribution des fréquences proches de  $2kHz$  est devenue large bande quelle que soit la position longitudinale. La fréquence caractéristique du sillage du pied du disque a disparu et la contribution basse fréquence ( $0 < f < 1.6kHz$ ) est dominante.

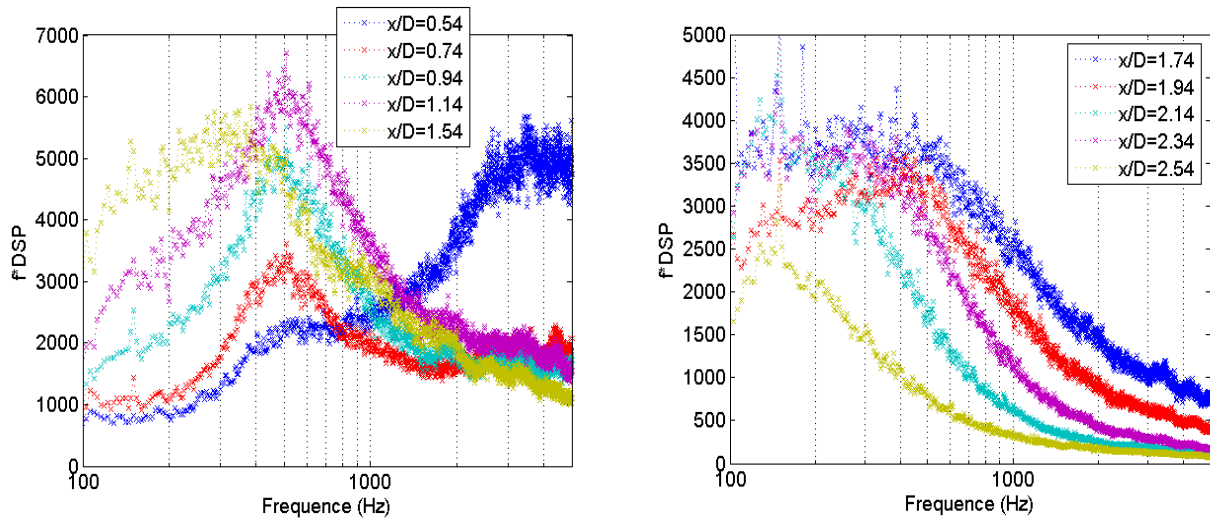


FIG. C.7 – Evolution longitudinale de la  $f \times DSP$  pour  $H/D = 0.3$ .

## Conclusion

Pour les configurations  $H/D = 0.75$  et  $H/D = 0.3$ , les données de microphones à électret ont permis de mettre en évidence qu'au delà de  $x/D = 1.5$ , la contribution des fréquences  $1.6kHz < f < 5kHz$  est inférieure à 10% du  $Cp'$  global. La proximité du sillage du disque avec le sillage du pied induit une interaction destructrice pour le sillage du pied et la fréquence caractéristique de  $2kHz$  du lâcher tourbillonnaire du sillage du pied n'est plus détectée sur aucune position longitudinale à la paroi. Les fluctuations détectées à ces fréquences sont alors liées à la turbulence de l'écoulement.

## Annexe D

# Validation de la $SE$ basée sur un signal de vitesse aléatoire

### D.1 Principe de la méthode

Les techniques d'estimation qui sont testées ici sont la  $S - LSE$  et la  $ST - LSE$ . Ces techniques et tout particulièrement la  $ST - LSE$  donnent de bon résultats pour la détection des phénomènes cohérents de l'écoulement. En remplaçant les données de pression fluctuante physiques associées à un jeu de données  $PIV$  par des champs de pression aléatoire, nous menons ici le calcul de la partie « corrélée » au champ de vitesse par estimation stochastique. Cette partie devrait être théoriquement nulle.

On choisit un ensemble de mesures couplées pression/vitesse pour une configuration donnée ( $H/D = 0.75$ ) et on calcule le champ de vitesse corrélé  $u_c$  et  $w_c$  par exemple dans le plan de symétrie. Le même ensemble de données est réutilisé en remplaçant le signal de pression par un signal aléatoire.

### D.2 Comparaison des champs de vitesse reconstruit

Tout d'abord pour l'estimation stochastique classique, on compare sur les figures D.1 et D.2 les niveaux de vitesse estimés par  $S - LSE$  à partir du signal de pression fluctuant ou à partir d'un signal aléatoire. On vérifie que les niveaux reconstruits sont importants lorsque l'on utilise les signaux de pression en paroi et quasi-nuls avec les signaux aléatoires.

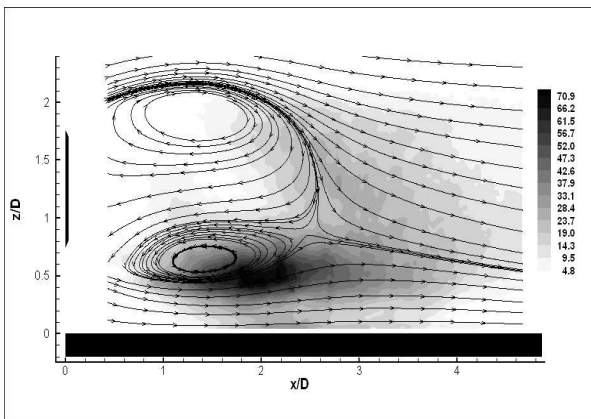


FIG. D.1 – Champs de vitesse corrélé au signal de pression pariétal pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$

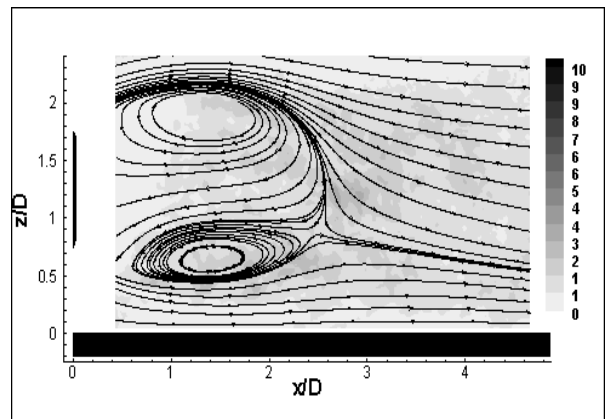


FIG. D.2 – Champs de vitesse corrélé à un signal aléatoire pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$

Une comparaison identique est réalisée pour la  $ST-LSE$  sur les figures D.3 et D.4. On retrouve des niveaux beaucoup plus importants avec l'utilisation des signaux mesurés par les capteurs. Toutefois, nous montrons pour la  $ST-LSE$  avec un grand nombre de données de pression (pavé spatio-temporel) et un nombre fini de réalisation, que nous n'obtenons pas strictement zéro.

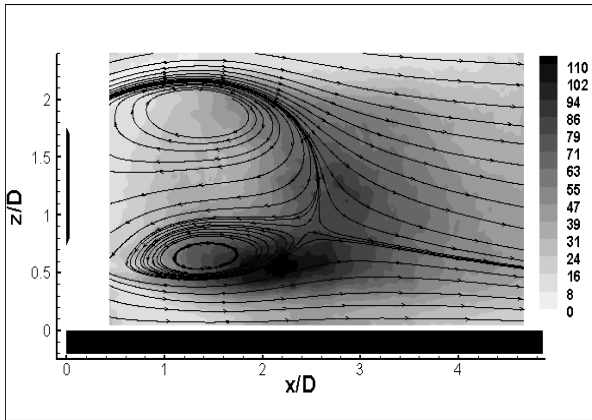


FIG. D.3 – Champs de vitesse corrélé au signal de pression pariétal pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$

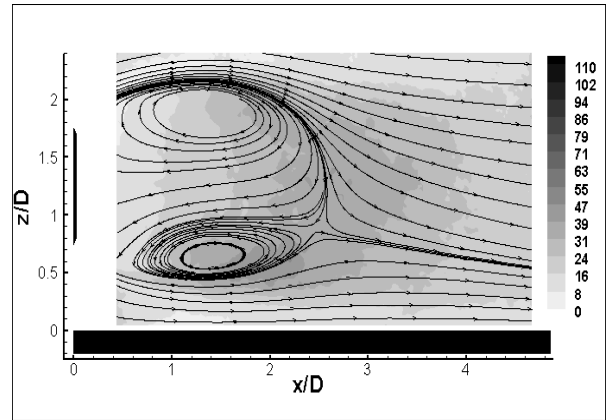


FIG. D.4 – Champs de vitesse corrélé à un signal aléatoire pour  $H/D = 0.75$  - Niveaux :  $\langle u_c^2 \rangle + \langle w_c^2 \rangle$



## Annexe E

# Influence de la zone décollée amont sur l'interaction sillage/paroi

### Sommaire

---

<b>E.1</b>	<b>Caractéristique de l'écoulement sans disque . . . . .</b>	<b>231</b>
E.1.1	Description de l'écoulement sur la plaque . . . . .	231
E.1.2	Caractéristiques de la zone décollée . . . . .	231
<b>E.2</b>	<b>Ajout du disque - Analyse de l'aérodynamique moyenne et fluctuante . .</b>	<b>233</b>

---

Un ensemble complet de données a été mesuré pour les positions de disque  $H/D = 0.3, 0.75$  et  $1.75$  avec la plaque munie d'un bord d'attaque droit. Le but est ici d'étudier la modification de l'interaction sillage/paroi lorsque l'écoulement amont a subi un décollement suivi d'un recollement. Dans un premier paragraphe, on montre les caractéristiques de la zone décollée sans disque que l'on compare aux données de la littérature puis on s'intéresse à la configuration avec disque.

## E.1 Caractéristique de l'écoulement sans disque

### E.1.1 Description de l'écoulement sur la plaque



FIG. E.1 – Visualisations pariétales obtenues pour la plaque épaisse (bord droit) en configuration sans disque.

L'écoulement sur la plaque est quasi symétrique par rapport à la ligne axiale ( $y/D = 0$ ). On peut alors penser que l'écoulement amont arrive de façon normale au disque et à la plaque épaisse.

La présence des parois influence fortement l'écoulement sur la plaque avec la formation de tourbillon fer à cheval à la jointure plaque épaisse/paroi de la veine d'essais (Ruderich and Fernholz 1986 [69]). Afin d'avoir une zone d'influence des parois suffisamment faible, la plaque épaisse est dimensionnée pour avoir un rapport d'aspect de 15.3. En comparaison, la plaque épaisse utilisée par Kiya and Sasaki 1983 [44] est de rapport d'aspect 10.

Sur la visualisation pariétale de l'écoulement sans disque (figure E.1), on retrouve bien l'influence des parois. Elles jouent fortement sur la longueur de la zone décollée à proximité des parois. Il existe cependant une zone centrale où la zone décollée possède une longueur constante.

### E.1.2 Caractéristiques de la zone décollée

Les mesures *PIV* dans le plan de symétrie permettent de caractériser la zone décollée dans sa partie centrale où  $L_R$  varie peu selon l'envergure. On détecte sur le champ de vitesse de la figure E.2 que le recollement moyen s'effectue en  $x/D = 1.68$  équivalent à  $\xi_R/e = 5.16$  avec  $e = 30\text{mm}$  l'épaisseur de la plaque épaisse et  $\xi$  la distance au bord d'attaque droit. Avec un taux de blocage de 6.5% et un rapport d'aspect  $r = 0.46/0.03 = 15.3$  comparable aux configurations présentes de la littérature, on obtient une longueur de recollement moyenne tout à fait comparable (Kiya and Sasaki 1983 [44] :  $\xi_R/e = 5$ ; Cherry *et al* 1984 [20] :  $\xi_R/e = 4.9$ ).

Les évolutions longitudinales du  $C_p$  et du  $C_p'$  sont superposées sur la figure E.4 et comparées aux données de Cherry *et al* 1984 [20] (figure E.3). On retrouve bien dans notre étude un minimum de  $C_p$  proche du bord d'attaque associé à l'accélération de l'écoulement dans cette zone. Pour notre étude le

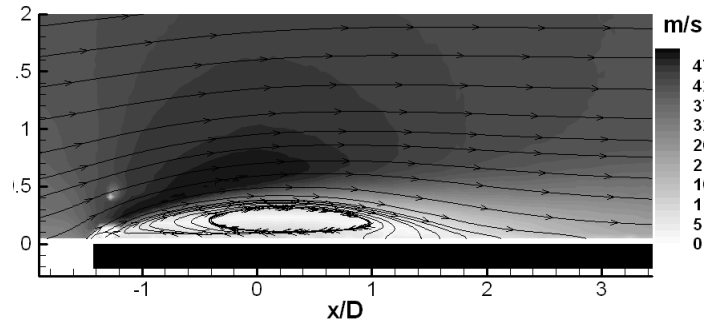


FIG. E.2 – Champ de vitesse moyenne dans le plan de symétrie pour la configuration avec zone décollée sans disque. Niveaux :  $\sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$

minimum de  $C_p$  vaut  $-0.64$  en  $x/D = -0.26$  ( $\xi/e = 1.9$ ) tandis qu'il vaut  $-0.8$  en  $\xi/e = 1.9$  sur les données Cherry *et al* 1984 [20]. L'évolution du  $C_p'$  présente aussi des caractéristiques similaires avec un maximum de fluctuation de pression en amont du recollement moyen. Pour notre étude le maximum de  $C_p'$  atteint  $0.12$  en  $x/D = 1.5$  (soit  $\xi/e = 4.9$ ), tandis que  $C_p'_{max} = 0.125$  en  $\xi/e = 4.4$  pour l'étude de Cherry *et al* 1984 [20].

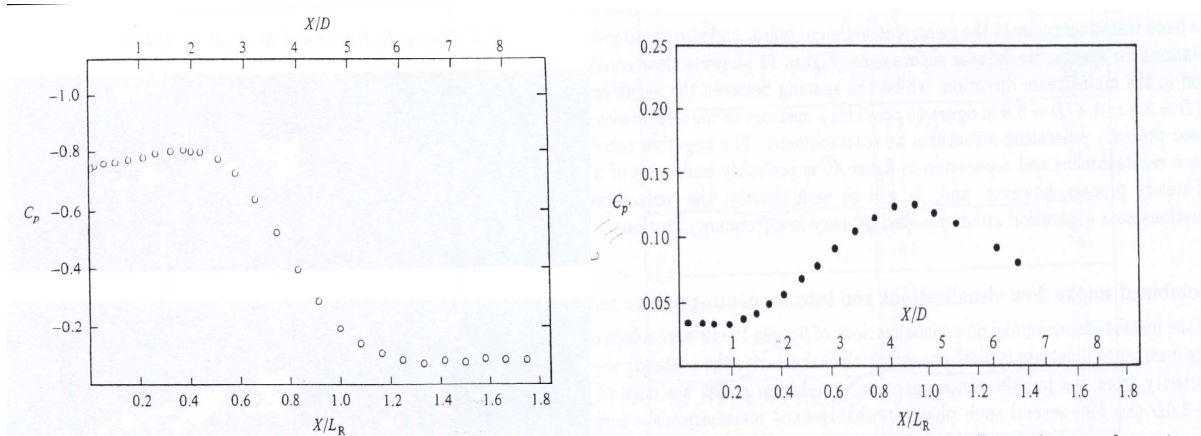


FIG. E.3 – Zone décollée sur plaque épaisse. Données Cherry *et al* 1984 [20] sur la ligne axiale : (gauche)  $C_p$ ; (droite)  $C_p'$ .

On s'intéresse maintenant au contenu fréquentiel des signaux de pression le long de la ligne axiale  $y/D = 0$ . On sait d'après la littérature que la signature en pression est dominée en aval du recollement moyen par le lâcher tourbillonnaire de la zone décollée ( $St = f \cdot \xi_R / U_\infty = 0.6$ ). Une autre instabilité plus basse fréquence est associée au déplacement du point de recollement mais aussi au battement de la ligne de cisaillement proche du bord d'attaque droit de la plaque épaisse. Ce sont les variations de longueur de la zone décollée pilotées par par le lâcher tourbillonnaire et l'entraînement du fluide dans la bulle de recirculation, qui sont responsables de cette contribution basse fréquence (Kiya and Sasaki 1983 [44] :  $St = f \cdot \xi_R / U_\infty \sim 0.2$ ; Cherry *et al* 1984 [20] : en  $\xi / L_R = 0.047$ , 50% de l'énergie du signal de pression fluctuant est comprise dans la bande de fréquence inférieure à  $St = f \cdot \xi_R / U_\infty \sim 0.125$ ).

L'évolution longitudinale de la  $DSP$  pour notre configuration est représentée figure E.5(haut). On retrouve au delà de  $x/D = 0$  ( $\xi/e = 2.4$ ) la contribution dominante du lâcher tourbillonnaire à  $f = 130\text{Hz}$  soit  $St = f \cdot \xi_R / U_\infty = 0.50$  (la détermination de la fréquence s'effectue par observation de la  $DSP$  et non de la  $f \times DSP$ ). Lorsqu'on se déplace proche du bord d'attaque droit en  $x/D = -0.66$

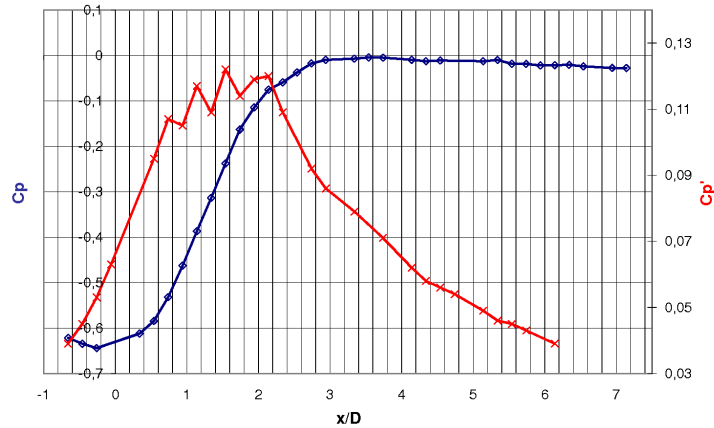


FIG. E.4 – Evolution longitudinale de  $C_p$  et  $C_p'$  pour la configuration sans disque.

( $\xi/e = 1.3$ ), on retrouve la contribution basse fréquence du battement de la couche cisailée. On mesure une fréquence  $f \sim 25Hz$  soit  $St = f \cdot \xi_R / U_\infty \sim 0.1$ .

L'évolution transversale de la  $DSP$  en  $x/D = 2.74$  (figure E.5(bas)) permet de se rendre compte que la zone décollée présente des caractéristiques fréquentielles identiques sur une étendue transversale importante ( $-1.3 < y/D < 1.3$ ).

Ces différentes observations concernant les coefficients de pression fluctuante et le contenu fréquentiel des signaux de pression pour cette configuration modèle permet de vérifier valider notre configuration de mesure aussi bien au niveau de la maquette que pour le système de mesure de pression.

## E.2 Ajout du disque - Analyse de l'aérodynamique moyenne et fluctuante

Nous avons vu sur la figure E.2 que le recollement moyen s'effectue en  $x_R/D = 1.68$  équivalent à  $\xi_R/e = 5.16$ . La face avant du disque est positionnée en  $\xi_D/e = 2.37$  et on observe que quelle que soit la position verticale du disque, la zone décollée est contrainte à recoller en amont de  $\xi_D$ . Sur les champs de vitesse de la figure E.6 correspondant à la position de disque intermédiaire  $H/D = 0.75$ , on observe ainsi que la présence du disque et de l'écoulement accéléré sous le disque force un recollement plus précoce dans le plan de symétrie. Pour les différentes configurations on a :

$$\begin{aligned} \Rightarrow H/D = 1.75 &\Leftrightarrow \xi_R/e = 2.7 \\ \Rightarrow H/D = 0.75 &\Leftrightarrow \xi_R/e = 2 \\ \Rightarrow H/D = 0.3 &\Leftrightarrow \xi_R/e = 1.8 \end{aligned}$$

Le disque étant un obstacle  $3D$ , la figure E.6(bas) montre que la position du recollement moyen pour cet écoulement massivement décollé varie avec la position transversale  $|y/D|$ . L'écoulement dans ce cas est très complexe et nous n'effectuons pas une étude aussi poussée que pour l'interaction sillage/paroi non perturbée. Une des constatations principales pour les configurations avec zone décollée est que la structure globale du sillage moyen du disque est peu modifiée par la zone décollée amont quelle que soit la position verticale du disque. En conséquence l'interaction sillage/paroi peut encore être décrite par les trois types d'interaction mis en évidence sans zone décollée. On relève cependant que l'effet majeur de la perturbation amont est une amplification notable des fluctuations de vitesse dans l'ensemble des

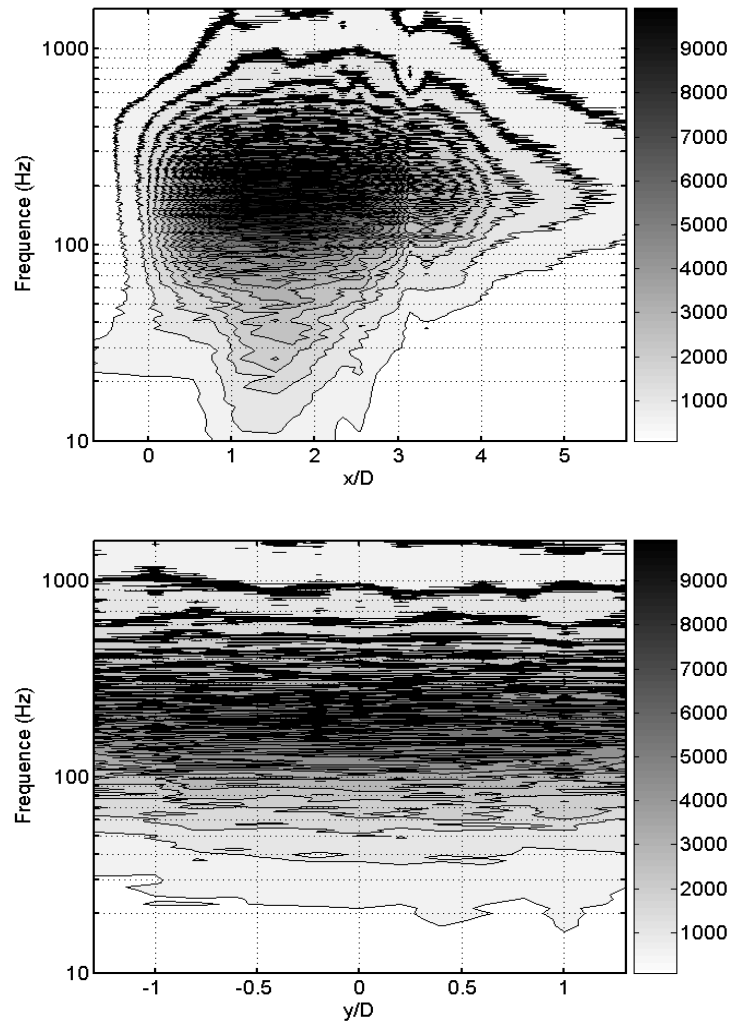


FIG. E.5 – Evolution longitudinale (haut) ( $y/D = 0$ ) et transversale (bas) ( $x/D = 2.74$ ) de la  $f \times DSP$  pour la configuration sans disque. Deux lignes de niveaux consécutives sont séparées par un niveau de  $f \times DSP$  de 500

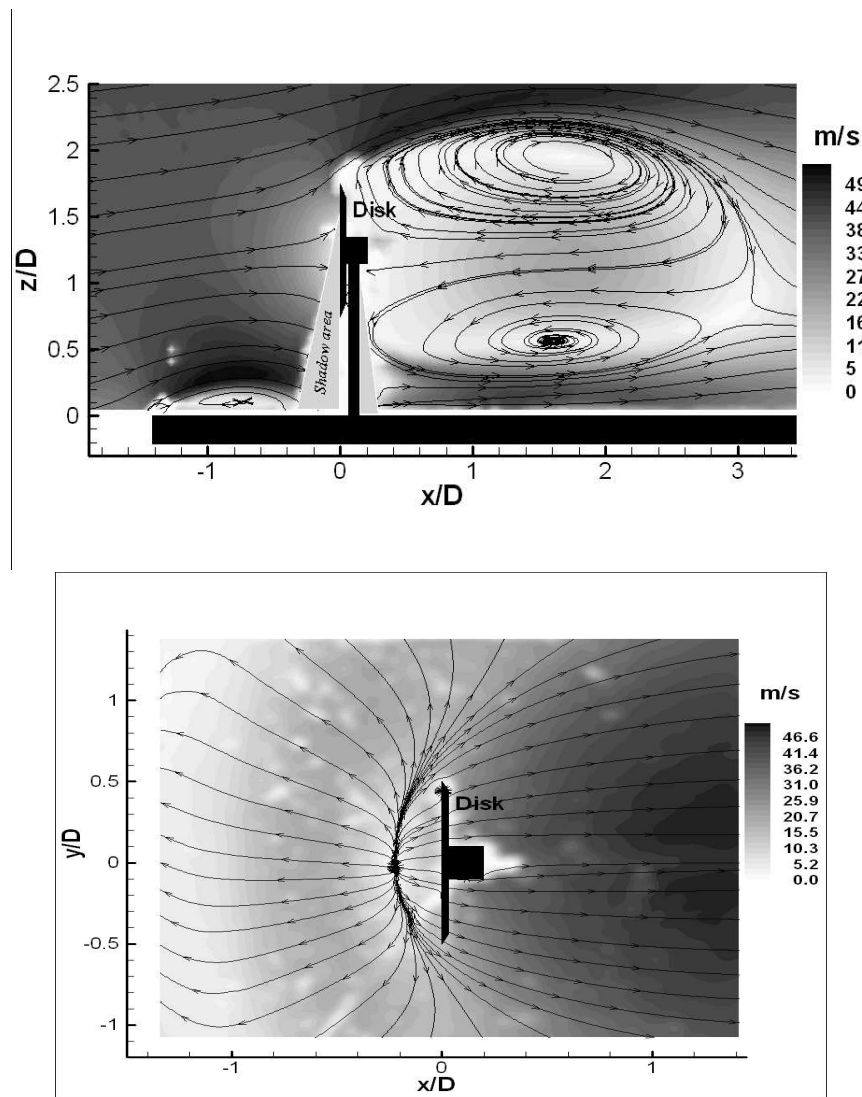


FIG. E.6 – Champ de vitesse moyenne dans le plan de symétrie (haut) et dans le plan rasant (bas) pour la configuration  $H/D = 0.75$  avec zone décollée amont

configurations. L'interaction entre le sillage et les structures turbulentes lâchées de la zone décollée semble en être à l'origine. On remarque aussi que l'augmentation de l'énergie turbulente est plus importante pour les configurations  $H/D = 1.75$  et  $H/D = 0.75$  que pour la configuration  $H/D = 0.3$  qui est dominé par le changement de topologie.

L'influence de la zone décollée amont est aussi observée sur les fluctuations de pression pariétales (figure E.7). Sur ces figures, on compare notamment les niveaux de fluctuations de pression avec ceux de la zone décollée sans disque. Les résultats montrent une diminution progressive de l'influence relative de l'écoulement décollé amont lorsque le disque se rapproche de la paroi. Pour  $H/D = 1.75$ , la figure E.7(haut) montre une augmentation globale du niveau de fluctuation en paroi. La zone décollée est fortement déformée en amont du disque et on observe un minimum de  $Cp'$  en  $y/D = 0$ . On peut penser que pour cette configuration, la contribution principale aux fluctuations de pression en aval du disque est liée à la zone décollée amont. Pour vérifier cela on trace à la même position longitudinale  $x/D = 2.74$ , l'évolution transversale de la  $DSP$  (figure E.8). On s'aperçoit que le pic associé au battement du sillage ( $f \sim 100Hz$ ) est présent et dominant sur l'axe mais lorsque l'on s'écarte de l'axe une contribution large bande devient prédominante. Cette contribution associée à l'instationnarité de la zone décollée évolue en fonction de  $y/D$ . En  $y/D = 0.6$ , l'instationnarité est caractérisée par un  $St = f \cdot \xi_R / U_\infty = 0.18$  basée sur la longueur de recollement moyenne. Lorsque l'on s'écarte de l'axe ( $y/D = 1$  ou  $1.3$ ), on s'éloigne de la zone d'influence du disque ce qui implique une zone décollée amont plus étendue (figure E.6(bas)) et en aval du disque un niveau plus important de la contribution de la zone décollée. On remarque aussi que la fréquence de l'instationnarité de la zone décollée a diminué avec l'augmentation de la longueur de recollement et tend vers une valeur plus proche de l'instationnarité de la zone décollée sans disque ( $St = f \cdot \xi_R / U_\infty = 0.6$ ).

L'influence relative de la zone décollée amont est toujours importante pour la configuration  $H/D = 0.75$  (figure E.7(milieu)) et est due à une augmentation du niveau de fluctuation sur tout le domaine de fréquence avec une augmentation particulière de la contribution de la turbulence portée par le sillage. La figure E.9 montre que la contribution large bande est augmentée aussi bien en  $y/D = 0$  et  $y/D = 1$ . Avec ou sans zone décollée le pic associé au lâcher tourbillonnaire émerge largement avec un niveau comparable mais un léger décalage en fréquence (avec l'écoulement décollé amont  $f = 107.5Hz$  soit  $St = f \cdot D / U_\infty = 0.134$  tandis que pour l'écoulement attaché  $f = 116.25Hz$  soit  $St = 0.145$ ).

Le disque devient une interaction prédominante pour  $H/D = 0.3$  et l'influence relative du décollement amont est modérée (figure E.7(bas)). La figure E.10 compare en  $x/D = 2.74$  les  $DSP$  de pression à plusieurs positions transversales pour les configurations  $H/D = 0.3$  avec ou sans zone décollée ( $y/D = 0$ ;  $y/D = 0.6$  sous la position moyenne d'une des branches du décollement;  $y/D = 1$ ). Sous les branches du décollement, une augmentation de la  $DSP$  est observée pour les fréquences modérées ( $30Hz < f < 300Hz$ ). Au contraire, pour les fréquences plus élevées, les  $DSP$  sont quasi-identiques ce qui diffère des conclusions tirées de la figure E.9.

Pour la configuration  $H/D = 0.75$  (figure E.9), l'augmentation de la  $DSP$  sur tout le domaine de fréquence doit résulter de l'augmentation de l'énergie cinétique de la turbulence portée par le sillage et transporté le long de la paroi. La situation est différente pour  $H/D = 0.3$  parce que la topologie de l'écoulement est pilotée par l'interaction. Pour un capteur de pression placé sous une branche du décollement, la partie basse fréquence du signal doit être dominée par le battement latéral du sillage tout entier (excité par la perturbation amont) tandis que la  $DSP$  pour les fréquences plus élevées ( $f > 300Hz$ ) pourrait être dominée par les structures turbulentes se développant localement et transportées dans les branches du décollement. Ces observations sont évidemment difficiles à interpréter d'une façon très claire mais elles montrent que chaque type d'interaction réagit de façon très différentes à la perturbation amont.

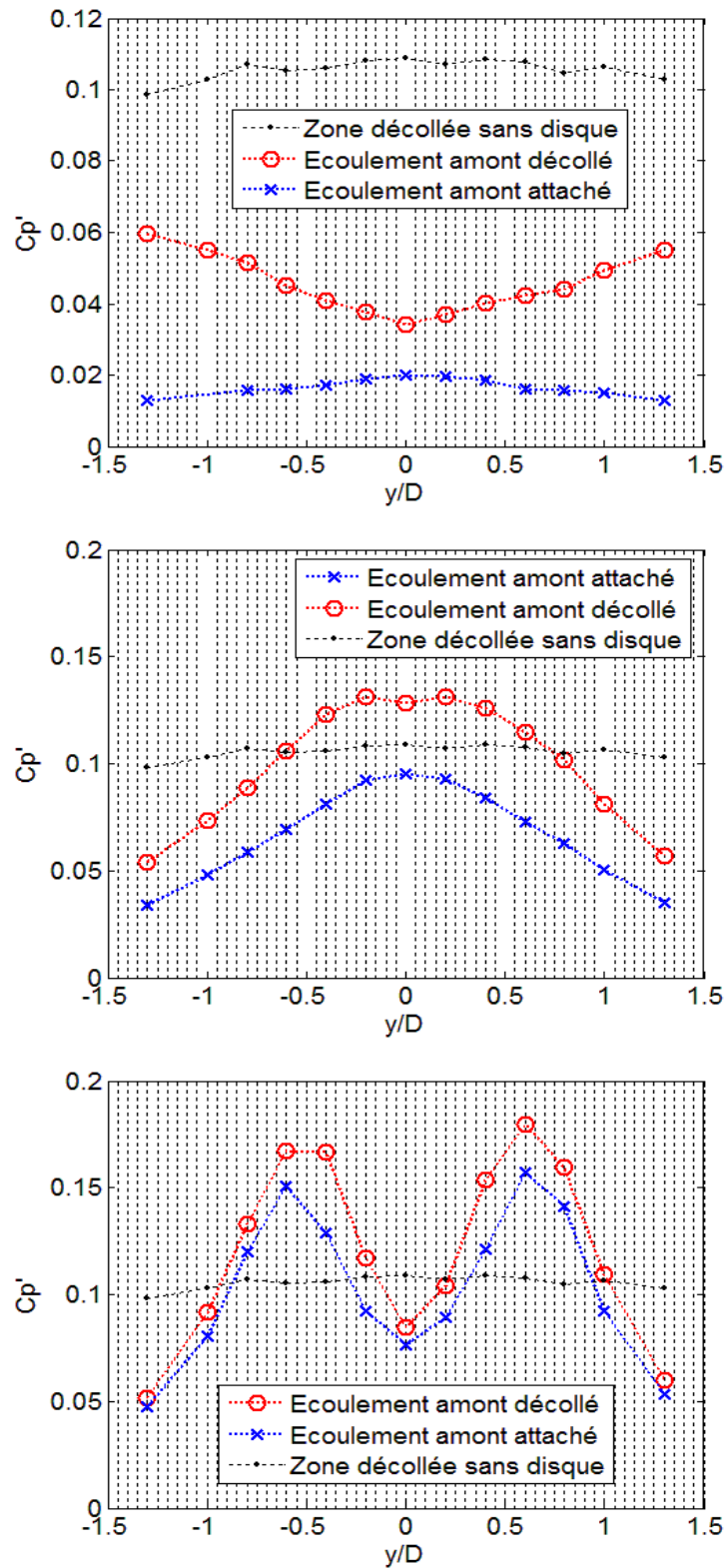


FIG. E.7 – Evolutions transverse en  $x/D = 2.74$  du  $Cp'$  : (haut)  $H/D = 1.75$ ; (milieu)  $H/D = 0.75$  et (bas)  $H/D = 0.3$ .



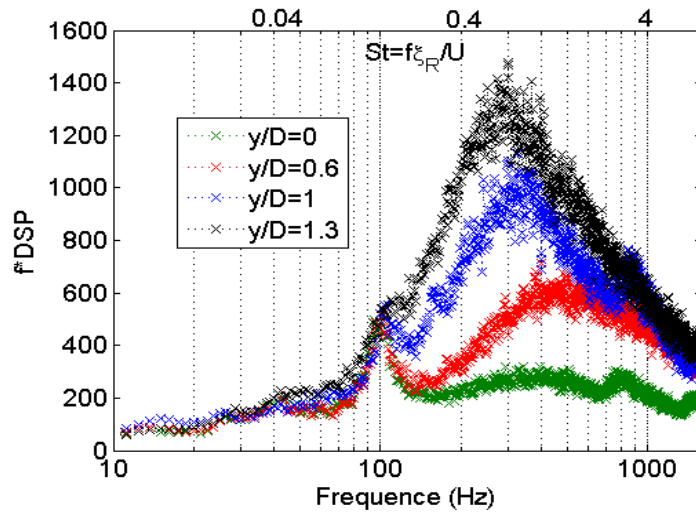


FIG. E.8 – Evolution transverse en  $x/D = 2.74$  de la  $DSP$  pour  $H/D = 1.75$  avec zone décollée.

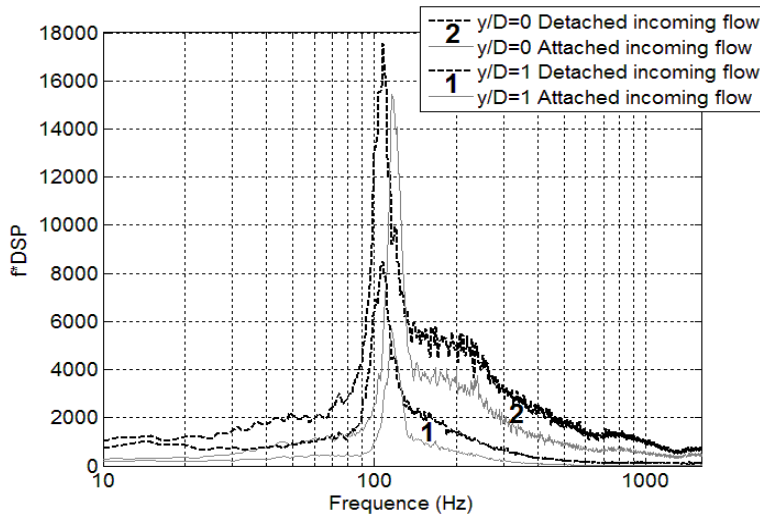


FIG. E.9 – Evolution transverse en  $x/D = 2.74$  de la  $DSP$  pour  $H/D = 0.75$  avec et sans zone décollée.

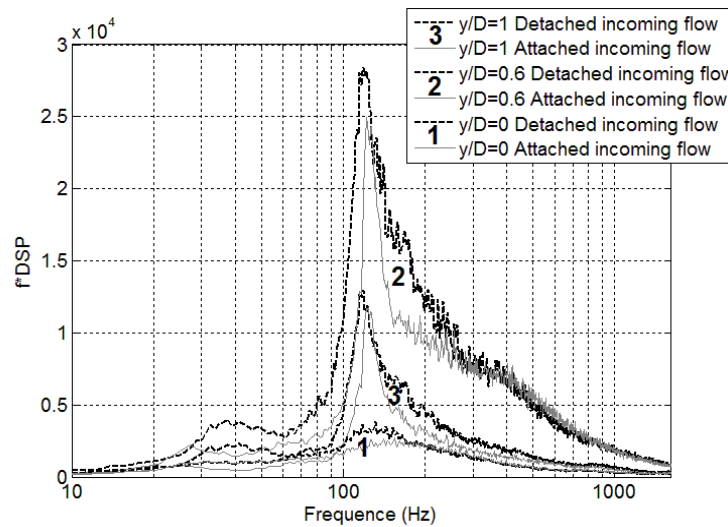


FIG. E.10 – Evolution transverse en  $x/D = 2.74$  de la  $DSP$  pour  $H/D = 0.3$  avec et sans zone décollée.

# Bibliographie

- [1] E. Achenbach. Influence of surface roughness of the cross-flow around a circular cylinder. *J. Fluid Mech*, 46 :321–335, 1971.
- [2] E. Achenbach. Vortex shedding from sphere. *J. Fluid Mech*, 62 :209–221, 1974.
- [3] R.J. Adrian. On the role of conditional averages in turbulence theory. *Proceedings of the 4th biennial symposium on turbulence in liquids*, 1977.
- [4] R.J. Adrian. Conditional eddies in isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 22(11) :2065–2070, 1979.
- [5] R.J. Adrian. Stochastic estimation of the structure of turbulent flows. In : *Bonnet J.P. (eds) Eddy structure identification*. Springer, Berlin Heidelberg New York, pages 145–195, 1996.
- [6] F. Angrilli and S. Bergamaschi V. Cossalter. Investigation of wall induced modifications to vortex shedding from a circular cylinder. *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, 104 :518–522, 1982.
- [7] S. C. C. Bailey, R.J. Martinuzzi, and G.A. Kopp. The effect of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder : three dimensional effects. *Phys. Fluids*, 14(12) :4160–4177, 2002.
- [8] P. W. Bearman and M. M. Zdravkovich. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *J. Fluid Mech*, 89 :33–47, 1978.
- [9] L. H. Benedict and R. D. Gould. Toward better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Exp Fluids*, 22 :129–136, 1996.
- [10] E. Berger, D. Scholz, and M. Schumm. "coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations. *J. Fluids Struct*, 4 :231–257, 1990.
- [11] G. Berkooz, P. Holmes, and J. Lumley. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 25 :539–75, 1993.
- [12] A. Berson, M. Michard, and P. Blanc-Benon. Vortex identification and tracking in unsteady flows. *C.R. Mecanique*, 337 :61–67, 2009.
- [13] J.P. Bonnet, D.R. Cole, J. Delville, M.N. Glauser, and L.S. Ukeiley. Stochastic estimation and proper orthogonal decomposition : complementary techniques for identifying structure. *Exp Fluids*, 17(5) :307–314, 1994.
- [14] J.P. Bonnet, J. Delville, M.N. Glauser, R.A. Antonia, D.K. Bisset, D.R. Cole, H.E. Fiedler, J.H. Garem, D. Hilberg, J. Jeong, N.K.R. Kevlahan, L.S. Ukeiley, and E. Vincendeau. Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows. *Exp Fluids*, 25 :197, 1998.
- [15] J. Borée. Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Exp Fluids*, 35 :188–192, 2003.
- [16] G. Bosch, M. Kappler, and W. Rodi. Experiments on the flow past a square cylinder placed near a wall. *Exp Thermal Fluid Sci*, 13 :292–305, 1996.
- [17] P. Bradshaw and Y. M. Koh. A note on poisson's equation for pressure in a turbulent flow. *Phys. Fluids*, 24 :777, 1981.
- [18] P.A. Chang, U. Piomelli, and W.K.Blake. Relationship between wall pressure and velocity-field sources. *Phys. Fluids*, 11 :3434, 1999.

- [19] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides - Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. 2000.
- [20] N.J. Cherry, Hillier R, and M.E.M.P Latour. Unsteady measurements in a separating and reattaching flow. *J. Fluid Mech*, 144 :13–46, 1984.
- [21] M. Ben Chiekh, M. Michard, N. Grosjean, and J.C. Bera. Reconstruction temporelle d'un champ aérodynamique instationnaire à partir de mesures non résolues dans le temps. *9ème congrès francophone de Velocimétrie laser*, 2004.
- [22] S. Debert. *Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- [23] J. Delery. Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires. Technical report, RT 121/7078 DAFE/N. ONERA, 1999.
- [24] J. Delery. Robert legendre and henri werlé : Toward the elucidation of three dimensional separation. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 33 :129–154, 2001.
- [25] S. Depardon, J. J. Lasserre, J. C Boueilh, L.E Brizzi, and J. Borée. Skin friction pattern analysis using near-wall piv. *Exp Fluids*, 5 :805–818, 2005.
- [26] D. F. Durao, P. S. Gouveia, and J. C. Pereira. Velocity characteristics of the flow around a square cross section cylinder placed near a channel wall. *Exp Fluids*, 11 :341–350, 1991.
- [27] D. Ewing and J. Citriniti. Examination of a lse/pod complementary technique using single and multi-time information in the axisymmetric shear layer. *Sorensen, Hopfinger, Aubry (eds) Proceedings of the IUTAM Symposium on simulation and identification of organized structures in flows, Kluwer, Lyngby, Denmark, 25-29 May 1997*, pages pp 375–384, 1999.
- [28] F. Fabre, F. Auguste, and J. Magnaudet. Bifurcations and symmetry breaking in the wake of axisymmetric bodies. *Phys. Fluids*, 20, 2008.
- [29] H.V. Fuchs, E. Mercker, and U. Michel. Large-scale coherent structures in the wake of axisymmetric bodies. *J. Fluid Mech*, 1 :185–207, 1979.
- [30] C. Garth, G.S. Li, X. Tricoche, C.D. Hansen, and H. Hagen. Visualisation of coherent structures in transient 2d flows. In *Topology based methods in Visualization*, 2007.
- [31] S. Goldstein. On laminar boundary layer flow near a position of separation. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 1 :43, 1948.
- [32] L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flow. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1422–1429, 2001.
- [33] A.J. Grass, P.W.J. Raven, R.J. Stuart, and J.A. Bray. The influence of boundary layer velocity gradients and bed proximity on vortex shedding from free spanning pipelines. *J. Energy Resources Technol*, 106 :70–78, 1984.
- [34] G. Haller. Distinguished material surfaces and coherent structures in three dimensional fluid flows. *Physica D*, 149 :248–277, 2001.
- [35] G. Haller. Lagrangian coherent structures from approximate velocity data. *Phys. Fluids*, 14 :1851–1862, 2002.
- [36] A. Henning, K. Kaepernick, K. Ehrenfried, L. Koop, and A. Dillmann. Investigation of aeroacoustic noise generation by simultaneous particule image velocimetry and microphone measurements. *Exp Fluids*, 45 :1073–1085, 2008.
- [37] C. Hoarau, J. Borée, J. Laumonier, and Y. Gervais. Analysis of the wall pressure trace downstream of a separated region using extended proper orthogonal decomposition. *Phys. Fluids*, 18 , (5), 2006.
- [38] M. Howe. *Acoustics of fluid-structure interactions*. 1998.

- [39] M.S. Howe. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *J. Fluid Mech*, 71 :625–673, 1975.
- [40] L. M. Hudy, A.N. Naguib, and W.M. Humphreys. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements. *Phys. Fluids*, 19-2, 2007.
- [41] J. Jeong and F. Hussain. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech*, 285 :69–94, 1995.
- [42] A.V. Johansson, J.Y. Her, and J.H. Haritonidis. On the generation of high amplitude wall-pressure peaks in turbulent boundary layers and spots. *J. Fluid Mech*, 175 :119, 1987.
- [43] J. Kim. On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow. *J. Fluid Mech*, 205 :421, 1989.
- [44] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech*, 137 :83–113, 1983.
- [45] S. C. C. Bailey and G.A. Kopp and R.J. Martinuzzi. Vortex shedding from a square cylinder near a wall. *J. Turb.*, 3(3) :1–18, 2002.
- [46] J.F. Largeau. *Analyse expérimentale de la dynamique et du rayonnement acoustique d'un écoulement de marche montante*. PhD thesis, Université de Poitiers, ESIP, 2004.
- [47] J. Laumonier, C. Goudeau, and Y. Gervais. In *Colloque « Bruit des ventilateurs à basse vitesse »*. Ecole Centrale Lyon, 2001.
- [48] S.I. Lee and P.W. Bearman. An experimental investigation of the wake structure behind a disk. *J. Fluids Struct*, 6 :437–450, 1992.
- [49] R. Legendre. Lignes de courant d'un écoulement permanent, décollement et séparation. *La Rech. Aéronautique*, 6 :327–335, 1977.
- [50] C. Lei, L. Cheng, and K. Kananagh. Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, 80 :263–286, 1999.
- [51] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically. part i : general theory. *Proc R Soc Lond*, A211 :564–587, 1952.
- [52] J.L. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flows. In *Yaglom AM, Tatarski VI (eds) atmospheric turbulence and radio wave propagation*. Nauka, Moscow. pp 166-178, 1967.
- [53] D.G. Mabey. Pressure fluctuations caused by separated bubble flows at subsonic speeds. *RAE Tech. Rep*, 71160 ref. Aero 3204, 1971.
- [54] R. J. Martinuzzi, S.C.C. Bailey, and G.A. Kopp. Influence of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder. *Exp Fluids*, 34 :584–596, 2003.
- [55] P. Meliga, J. Chomaz, and D. Sipp. Global mode interaction and pattern selection in the wake of a disk : a weakly nonlinear expansion. *J. Fluid Mech*, 633 :159–189, 2009.
- [56] J.J. Miao, T.S. Leu, and J.H. Chou. On vortex shedding behind a circular disk. *Exp Fluids*, 23 :225–233, 1997.
- [57] M. Michard and T. Favelier. Analyse de phase d'un détachement tourbillonnaire par utilisation de la pod et de la piv. In *Congrès francophone de Techniques Laser, CFTL*, 2006.
- [58] N.E. Murray and L.S. Ukeiley. Estimation of the flowfield from surface pressure measurements in an open cavity. *AIAA J.*, 41 :969, 2003.
- [59] A. N. Naguib, C.E. Wark, and O. Juckenhöfel. Stochastic estimation and flow sources associated with surface pressure events in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids*, 13-9 :2611–2626, 2001.
- [60] A.M Naguib and M.M Koochesfahani. On wall pressure sources associated with the unsteady separation in a vortex-ring wall interaction. *Phys. Fluids*, 16 :2613, 2004.
- [61] R. Natarajan and A. Acrivos. The instability of the steady flow past spheres and disks. *J. Fluid Mech*, 254 :323–344, 1993.
- [62] H. Oertel. Wakes behind bluff bodies. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 22 :539, 1990.

- [63] R. Perrin, M. Braza, E. Cid, S. Cazin, A. Barthet, A. Sevrain, C. Mockett, and F. Thiele. Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high reynolds number using pod. *Exp Fluids*, 43 :341–355, 2007.
- [64] R. Perrin, E. Cid, S. Cazin, A. Sevrain, M. Braza, F. Moradei, and G. Harran. Phase-averaged measurements of the turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high reynolds number by 2c-piv and 3c-piv. *Exp Fluids*, 42 :93–109, 2007.
- [65] C. Picard and J. Delville. Pressure velocity coupling in a subsonic round jet. *I. J of Heat and Fluid Flow*, 21 :359–364, 2000.
- [66] L. Prandtl. über flüssigkeits bewegung bei sehr kleiner reibung. In *Int. Math Kongr.*, 1904.
- [67] M. Raffel, C. Willert, and J. Konpenhans. *Particule Image Velocimetry , a practical guide*. 1998.
- [68] A. Roshko. On the drag and shedding frequency of two-dimensionnal bluff bodies. *NACA TN*, No 3169, 1954.
- [69] R. Ruderich and H.H. Fernholz. An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *J. Fluid Mech*, 163 :283–322, 1986.
- [70] T. Ruiz, C. Sicot, L.E. Brizzi, J. Laumonier, J. Borée, , and Y. Gervais. Unsteady near wake of a flat disk normal to a wall. *Exp Fluids*, 2009.
- [71] T. Ruiz, T. Tran, J. Borée, C. Sicot, and L.E. Brizzi. Finite time lagrangian analysis of an unsteady separation using high speed particule image velocimetry. *Soumis à Phys. Fluids , Juillet 2009*.
- [72] T. Ruiz, T. Tran, C. Sicot, L.E. Brizzi, J. Borée, and Y. Gervais. Pressure/velocity coupling induced by a near wall wake. In *6th Turbulence and Shear Flow Phenomena TSFP-6*, 2009.
- [73] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary-Layer Theory*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 8th Edition 2000.
- [74] A. G. Straatman and R. J. Martinuzzi. An examination of the effect of boundary layer thickness on vortex shedding from a square cylinder near a wall. *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, 91 :1023–1037, 2003.
- [75] B.M Sumer and J. Fredsoe. *Hydrodynamics around cylindrical Structures*. Advanced series on ocean engineering (vol 26), 1997.
- [76] D. Sumner, J.L. Heseltine, and O.J.P. Dansereau. Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio. *Exp Fluids*, 37 :720–730, 2004.
- [77] J. A. Taylor and M.N. Glauser. Towards practical flow sensing and control via pod and lse based low-dimensional tools. *J. Fluids Eng.*, 126 :337–345, 2004.
- [78] A. S. W. Thomas and M.K. Bull. On the role of wall-pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, 128 :283, 1983.
- [79] C. E. Tinney, F. Coiffet, J. Deville, A. Hall, P. Jordan, and M.N. Glauser. On spectral linear stochastic estimation. *Exp Fluids*, 41 :763–775, 2006.
- [80] M. Tobak and J. Peake. Topology of three-dimensional separated flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14 :61–85, 1982.
- [81] T.C. Tung and R.J. Adrian. Higher-order estimates of conditional eddies in isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 23 :1469, 1980.
- [82] B. W. van Oudheusden, F. Scarano, N.P. van Hinsberg, and D.W. Watt. Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence. *Exp Fluids*, 39 :86–98, 2005.
- [83] J. Westerweel. Fundamentals of digital particule image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1379–1392, 1997.