



HAL
open science

Caractérisation pariétale instationnaire et contrôle de l'écoulement autour d'un corps épais

Grégoire Fourrié

► **To cite this version:**

Grégoire Fourrié. Caractérisation pariétale instationnaire et contrôle de l'écoulement autour d'un corps épais. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2011. Français. ⟨NNT : 2011VALE0021⟩. ⟨tel-03350503⟩

HAL Id: tel-03350503

<https://hal.science/tel-03350503v1>

Submitted on 21 Sep 2021

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.



HAL Authorization

Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

Université Lille Nord-de-France

Laboratoire TEMPO EA 4542

THÈSE

Présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Valenciennes

Spécialité : Mécanique

**CARACTÉRISATION PARIÉTALE INSTATIONNAIRE
ET CONTRÔLE DE L'ÉCOULEMENT
AUTOUR D'UN CORPS ÉPAIS**

par

Grégoire FOURRIÉ

Soutenue le 18 novembre 2011 devant le Jury composé de :

AIDER Jean-Luc	Chargé de recherche au CNRS, HDR, ESPCI Paris Tech	<i>Rapporteur</i>
KOURTA Azeddine	Professeur, Université d'Orléans	<i>Rapporteur</i>
GILLIÉRON Patrick	HDR, Direction de la recherche, Renault	<i>Examineur</i>
HARION Jean-Luc	Professeur, École des Mines de Douai	<i>Président</i>
LABRAGA Larbi	Professeur, Université de Valenciennes	<i>Directeur de thèse</i>
KEIRSBULCK Laurent	Maître de conférences, HDR, Université de Valenciennes	<i>Co-encadrant</i>

Table des matières

Introduction	15
1 Étude bibliographique	19
1.1 Le corps de Ahmed	19
1.2 Écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette inclinée à 25°	23
1.2.1 Description générale de l'écoulement	23
1.2.2 Structures issues du décollement sur le nez du corps	24
1.2.3 Structure décollée sur la lunette	25
1.2.4 Structures tourbillonnaires longitudinales	26
1.2.5 Structures contrarotatives de culot	27
1.2.6 Instationnarités	28
1.3 Contrôle de l'écoulement	33
1.3.1 Généralités	33
1.3.2 Tentatives de contrôle autour du corps de Ahmed	33
1.3.2.1 Suppression des structures décollées	33
1.3.2.2 Éloignement des structures décollées	35
1.3.2.3 Modification des structures	35
2 Dispositifs expérimentaux, moyens de mesure et méthodes d'analyse	39
2.1 Canal hydrodynamique polarographique	39
2.2 Soufflerie subsonique	40
2.3 Modèles géométriques	41
2.3.1 Corps de Ahmed échelle 0.28	41
2.3.2 Corps de Ahmed échelle 1	42
2.4 Mesure des efforts aérodynamiques	43
2.5 Visualisation par enduit visqueux	43
2.6 Mesure locale de vitesse	44
2.6.1 Anémométrie à fil chaud	44
2.6.2 Anémométrie laser à effet Doppler	45
2.7 Mesure de champ aérodynamique	46
2.7.1 Vélocimétrie par images de particules standard	46
2.7.2 Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique	47

2.7.3	Vélocimétrie volumétrique 3 composantes	49
2.8	Mesure de pression totale par sonde de Kiel	50
2.9	Méthode électrochimique polarographique	51
2.9.1	Principe	51
2.9.2	Application à la mesure du frottement pariétal	52
2.9.2.1	Bases théoriques	52
2.9.2.2	Sondes simples en régime permanent	54
2.9.2.3	Sondes simples en régime instationnaire	55
2.9.3	Mise en œuvre de la méthode	57
2.10	Méthodes d'analyse	59
2.10.1	Moyennes conditionnelles	59
2.10.2	Transformées en ondelettes	60
3	Caractérisation pariétale instationnaire par méthode polarographique	63
3.1	Champs de frottement moyen et fluctuant	65
3.2	Analyse spatio-temporelle	69
3.3	Analyse spectrale	73
3.4	Analyse temps-fréquence	80
3.5	Analyse conditionnelle	82
3.6	Synthèse de la caractérisation par méthode polarographique	91
4	Contrôle de l'écoulement à l'aide d'un déflecteur	93
4.1	Caractérisation du cas de référence - sans contrôle	93
4.2	Description du contrôle par déflecteur	97
4.3	Mesure directe des efforts aérodynamiques	97
4.4	Étude de l'évolution du champ aérodynamique avec contrôle	99
4.4.1	Champs de vitesses dans le plan médian	99
4.4.2	Champs de vitesses dans le sillage	100
4.4.3	Champs de pression totale dans le sillage	106
4.4.4	Visualisations par enduit visqueux sur la lunette	106
4.4.5	Champs de vitesses sur la lunette	107
4.4.6	Visualisation par vélocimétrie volumétrique 3 composantes	109
4.4.7	Interprétation des modifications topologiques de l'écoulement	112
4.5	Influence du contrôle sur les instationnarités	113
4.6	Bilan de quantité de mouvement	115
4.7	Synthèse du contrôle à l'aide d'un déflecteur	123
	Conclusions générales et perspectives	125
	Bibliographie	129

Liste des figures

1.1	Géométrie du corps de Ahmed.	19
1.2	Géométrie et dimensions du modèle de Morel (a) (dimensions en mm) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Morel [44]. . .	20
1.3	Géométrie et dimensions du modèle de Ahmed (a) (figure issue de Hinterberger <i>et al.</i> [20]) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Ahmed <i>et al.</i> [2].	21
1.4	Topologie de l'écoulement moyen autour du modèle de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 30° proposée par Ahmed <i>et al.</i> [2] : cas avec faible traînée (a) et cas avec forte traînée (b).	22
1.5	Représentation du système tourbillonnaire (a) et intensité tourbillonnaire des structures en fonction de l'inclinaison de la lunette arrière (b), d'après Hucho [21].	22
1.6	Représentations schématiques de la topologie moyenne de l'écoulement : sillage (a), d'après Gilliéron et Chometon [16] et interaction entre le bulbe décollé et la structure tourbillonnaire longitudinale (b), d'après Spohn et Gilliéron [60].	23
1.7	Lignes de courant moyennes par simulation numérique dans le plan de symétrie du corps (a), d'après Minguez <i>et al.</i> [42] ; et lignes de frottement pariétales moyennes par simulation numérique sur la partie avant (b), d'après Krajnović et Davidson [28].	24
1.8	Description schématique de l'écoulement de sillage moyen à l'arrière du corps (a) et lignes de frottement pariétales moyennes par simulation numérique sur la partie arrière (b), d'après Krajnović et Davidson [28, 30].	25
1.9	Champ instantané des iso-surfaces du second invariant du gradient de vitesse, à $Q=6500$ (a), d'après Krajnović et Davidson [27] ; et champ instantané des iso-surfaces de fluctuations de pression, colorées par la vitesse longitudinale moyenne, d'après Minguez <i>et al.</i> [42]. La structure dont le contour est noirci correspond à une structure en épingle à cheveux.	26
1.10	Vecteurs vitesses et contours d'énergie cinétique turbulente dans le plan de symétrie du corps, d'après Lienhart <i>et al.</i> [36].	26
1.11	Visualisation des lignes de frottement moyennes sur la paroi latérale du corps (a) et distribution du coefficient de pression statique sur la lunette arrière, à proximité de l'arête latérale (repérée ici DL) (b), d'après Gilliéron <i>et al.</i> [17].	27

1.12	Visualisation de l'axe tourbillonnaire des structures longitudinales par technique de cavitation (a), d'après Beaudoin <i>et al.</i> [6], et visualisation de l'enroulement de la structure tourbillonnaire longitudinale par méthode électrolytique (b), d'après Spohn et Gilliéron [60].	27
1.13	Développement des structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives dans le sillage du corps de Ahmed avec lunette arrière à 25°, d'après Lienhart <i>et al.</i> [36].	28
1.14	Développement des structures tourbillonnaires longitudinales principale (Tr3), secondaire (Tr1) et tertiaire (Tr2), d'après Krajnović et Davidson [27].	28
1.15	Variation périodique de la pression totale dans le sillage d'un corps de Ahmed avec lunette inclinée à 27.5°, champs séparés d'un quart de la période du phénomène, d'après Sims-Williams [57].	29
1.16	Spectres de vitesse dans le sillage du corps dans le plan médian, au niveau de l'arête basse de la lunette (a) et du soubassement (b), et spectres de pression pariétale sur la ligne médiane de la lunette, l'adimensionnement des fréquences est fait en utilisant la longueur de recirculation du bulbe (c), le premier pic indiqué sur la courbe ($St_{x_r} = 0.1$) correspond à $St_A = 0.23$, et le second ($St_{x_r} = 0.6 - 07$) correspond à $St_A = 1.2 - 1.4$, d'après Thacker [62].	30
1.17	Résumé des principales fréquences caractéristiques relevées à proximité du culot et de la lunette du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25°, dans le plan médian, d'après Sims-Williams et Duncan [58], Krajnović et Davidson [30], Minguez <i>et al.</i> [42], Boucinha [8], Thacker [62].	30
1.18	Spectres de pression à la paroi du culot d'un corps de Ahmed 30°, d'après Vano <i>et al.</i> [67].	31
1.19	Géométrie adoptée par Shaw <i>et al.</i> [56] (a), contours de vitesse moyenne (m/s) dans le sillage (à environ 0.15 fois la longueur du modèle) (b) et contours des fréquences dominantes (Hz) dans ce même plan (c).	32
1.20	Suppression du bulbe décollé par aspiration continue sur la lunette : cas sans contrôle (a) et avec contrôle (b), iso-surfaces de perte de pression, d'après Rouméas <i>et al.</i> [54]. . . .	34
1.21	Suppression des structures tourbillonnaires longitudinales par soufflage continu sur les arêtes latérales de la lunette : cas sans contrôle (a) et avec contrôle (b), iso-surfaces de vorticité, d'après Lehugeur <i>et al.</i> [34].	35
1.22	Influence de l'angle d'un déflecteur placé sur l'arête supérieure de la lunette arrière sur le coefficient de traînée du corps, d'après Beaudoin et Aider [5].	36
2.1	Veine d'essai du canal hydrodynamique polarographique avec maquette.	40
2.2	Plan de la soufflerie subsonique à veine de retour du laboratoire TEMPO : 1. Chambre de tranquillisation, 2. Convergent, 3. Veine d'expériences, 4. Diffuseur, 5. Groupe moto-ventilateur, 6. Déflecteurs, 7. Canal de retour, 8. Nid d'abeille - Filtre, 9. Salle de commande, 10. Balance aérodynamique.	40
2.3	Maquette et schéma du modèle à l'échelle 0.28, les dimensions sont données en mètre. .	41

2.4	Maquette échelle 0.28 : partie avant (a) et culot du cas de référence, avant instrumentation en sondes polarographiques (b).	42
2.5	Plaquette rapportée constituant la partie du culot instrumentée en sondes polarographiques (a) et détail d'une sonde polarographique placée sur la lunette, après polissage (b). . .	42
2.6	Schéma de la maquette à l'échelle 1, les dimensions sont données en mètre.	43
2.7	Schéma des relations vectorielles utiles à la détermination de la fréquence Doppler (a) et génération de signal dans le volume de mesure, extrait de Tropea <i>et al.</i> [65] (b).	45
2.8	Positions des plans de mesure par méthode PIV : 1. PIV en $y/W = 0$; 2. PIV stéréoscopique en $x/L = 0.40$; 3. PIV en $y/W = 0.25$; 4. PIV en $y/W = 0.44$	48
2.9	Schéma de principe de la PIV stéréoscopique, extraite de Tropea <i>et al.</i> [65].	49
2.10	Incertitude statistique sur la détermination de la moyenne de vitesse en trois points des champs SPIV en fonction du nombre de champs instantanés utilisés pour le calcul de cette moyenne.	49
2.11	Mesures par système V3V en canal hydrodynamique (a) et exploitation de triplets de particules pour la détermination du vecteur vitesse (b).	50
2.12	Sensibilité de différents types de sonde de pression à l'incidence de la sonde vis-à-vis de l'écoulement (a) : A) sonde de Pitot avec extrémité droite, B) avec extrémité arrondie, C) avec extrémité fuselée, D) sonde de Kiel, figure extraite de Tropea <i>et al.</i> [65], d'après Chue [13]; peigne de sondes de Kiel (b).	51
2.13	Schéma de principe de la méthode.	52
2.14	Exemple de polarogramme	58
2.15	Ondelette analysante de Morlet.	60
3.1	Positions des sondes polarographiques (points rouges) avec lignes de frottement moyennes par LES (d'après Krajnović et Davidson [28]) (lignes grises) et contours des zones d'impact des différentes structures tourbillonnaires sur la paroi de la lunette (lignes noires) (a); et coupe de la lunette selon l'axe médian en vue de côté avec positions des sondes, en rouge (b).	64
3.2	Profils de moyennes et d'écart-types de vitesse sur une ligne parallèle à la ligne médiane de la lunette, à 0.1 mm à la verticale de celle-ci.	64
3.3	Profil de vitesses moyennes réalisé sur le pavillon du corps, en $x/L_L = -0.08$ ($x/L = -0.017$ et $Re_H = 2.4 \cdot 10^5$). Pour comparaison, profil d'après Thacker [62] à $x/L = 0$ et $Re_H = 2 \cdot 10^5$	65
3.4	Cartographie du coefficient de frottement moyen (a) et de l'écart-type de frottement pariétal (en Pa) (b) sur la lunette arrière. Les limites moyennes des principales structures observées sur la lunette arrière sont rappelées en traits continus.	66
3.5	Évolution des valeurs moyennes et d'écart-type de frottement pariétal (en Pa) par ligne de sondes : $y/W = 0.000$ (a), $y/W = 0.125$ (b), $y/W = 0.250$ (c) et $y/W = 0.375$ (d). .	67

3.6	Schématisation, sur la ligne médiane de la lunette, du lien entre les limites de la structure de bulbe décollé et la répartition des valeurs moyennes et d'écart-type de frottement pariétal (en Pa) et de vitesse (U_L) (en m/s) au-dessus de la lunette ($z^+ \approx 15$). La ligne discontinue noire symbolise la limite moyenne du bulbe décollé sur la paroi.	67
3.7	Schématisation du battement d'un bulbe décollé 2D proposée par Kiya et Sasaki [26].	68
3.8	Exemple de détermination des temps caractéristiques, utiles au calcul des vitesses d'advection, à partir de l'intercorrélation entre deux sondes successives.	69
3.9	Intercorrélations entre sondes successives de la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$, l'abscisse présentée en légende correspond à la coordonnée à équidistance des deux sondes : vue d'ensemble (a) et sélection d'une partie des signaux (b).	70
3.10	Vitesses d'advections déterminées à partir des temps des pics de corrélation, sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$, adimensionnées par la vitesse de l'écoulement amont (a) et par la moyenne de vitesse de frottement issue des deux sondes ayant servi à la corrélation (b).	70
3.11	Vitesses d'advections calculées à partir des temps des pics de corrélation, adimensionnées par la vitesse de l'écoulement amont, en différentes lignes de la lunette.	71
3.12	Intercorrélations sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$; avec sonde de référence située en $x_L/L_L = 0.08$ (a) et en $x_L/L_L = 0.56$ (b).	72
3.13	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.000$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b). Les couleurs de fond correspondent aux positions des sondes dans les zones d'impact des structures à la paroi selon la représentation adoptée dans la figure 3.1(a).	74
3.14	Évolution des différents nombres de Strouhal relevés sur la lunette arrière.	74
3.15	Cartographies de la position en fréquence (a) et du niveau d'énergie absolu des pics relevés autour de $St_A \approx 0.21 \sim 0.23$ au sein du bulbe décollé (b).	75
3.16	Densités spectrales de puissance réalisées à partir de mesures LDV dans le sillage du corps, sur la ligne verticale $y/W = 0.000$ et $x/L = 0.30$ (soit $x/L = 0.08$ en aval du culot).	76
3.17	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.125$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).	76
3.18	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.250$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).	77
3.19	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.375$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).	77
3.20	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur le pavillon, adimensionnées par la variance, à une distance de $0.08 \times L_L$ de l'arête supérieure de la lunette, en amont de celle-ci.	78

3.21	Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur le culot, adimensionnées par la variance, à une distance de $0.08 \times L_L$ de l'arête inférieure de la lunette.	78
3.22	Transformée en ondelettes du signal de la sonde située en $y/W = 0.000$ et $x_L/L_L = 0.24$ (a) et somme de ses niveaux de cohérence par fréquence (b).	81
3.23	Transformée en ondelettes du signal de la sonde située en $y/W = 0.375$ et $x_L/L_L = 0.89$ (a) et somme de ses niveaux de cohérence par fréquence (b).	81
3.24	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	83
3.25	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.56$, située à la fin du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	84
3.26	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, en aval du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	85
3.27	Moyennes conditionnelles réalisées sur la sonde située en $x_L/L_L = 0.32$	85
3.28	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.125$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	87
3.29	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.125$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, à l'aval du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	87
3.30	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.250$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	88
3.31	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.250$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, au sein de la région d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale principale. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	89
3.32	Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.375$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.	90
3.33	Les courbes positives sont issues de la figure 3.32 ; les courbes négatives sont obtenues dans les mêmes conditions mais avec une détection basée sur les évènements négatifs. Les sondes étant toutes placées au sein de la région d'impact de la structure longitudinale principale, la représentation des courbes en fonction de la position de la sonde correspondante adoptée précédemment (pointillés pour les présents signaux) n'est pas respectée ici.	90
3.34	Évolution des fréquences adimensionnées sur la figure 3.32 dans la région d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale.	91

4.1	Champs PIV dans le plan médian du corps (plan xOz , $y = 0$) : vitesse moyenne adimensionnée (a) et fluctuation de vitesse adimensionnée (b).	94
4.2	Visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement réalisées par enduit visqueux : la ligne AC correspond à la ligne pariétale de décollement de la structure tourbillonnaire longitudinale principale, la ligne AB correspond à la ligne d'attachement des structures tourbillonnaires longitudinales principale et secondaire, seule la moitié de la lunette est représentée ici.	95
4.3	Champ SPIV dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot, à 0.22 m de celui-ci (plan yOz , $x = 0.42$, $x/L = 0.4$), vu de l'aval, norme de vitesse moyenne : vue 3D (a), la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse, et sans perspective (b). Les lignes noires discontinues correspondent aux limites de l'arrière du corps de Ahmed et de sa lunette.	96
4.4	Champ SPIV dans le sillage du corps, composante longitudinale de vorticité (a), et fluctuation de vitesse (a)	96
4.5	Schéma du dispositif de contrôle : vue générale du corps avec déflecteur(a), et vue de côté (b).	97
4.6	Évolution des coefficients d'efforts aérodynamiques, exprimés relativement au cas sans contrôle, en fonction de l'angle de déflexion : traînée (a) et portance (b).	98
4.7	Positions des plans de mesure par méthode PIV : 1. PIV en $y/W = 0$; 2. PIV stéréoscopique en $x/L = 0.40$; 3. PIV en $y/W = 0.25$; 4. PIV en $y/W = 0.44$	99
4.8	Champs de vitesse moyenne dans le plan médian ($y = 0$).	101
4.9	Champs de fluctuation de vitesse dans le plan médian.	102
4.10	Champs de vitesse moyenne adimensionnée, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$, en vue 3D depuis l'aval du plan de mesure, la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse.	103
4.11	Champs de vitesse moyenne adimensionnée, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$, en vue "à plat".	104
4.12	Champs de vorticité longitudinale, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$	104
4.13	Champs de fluctuation de vitesse, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$	105
4.14	Cartographies de coefficient de perte de pression totale dans le plan $x/L = 0.40$	107
4.15	Visualisations pariétales des lignes de frottement moyennes sur la lunette arrière par enduit visqueux.	108
4.16	Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV, plan xOz situé en $y/W = 0.25$	109
4.17	Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV, plan xOz situé en $y/W = 0.44$	109
4.18	Iso-contours de la composante longitudinale de vorticité $\omega_x = 100$ rad/s (bleu) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)	110
4.19	Iso-contours de la composante transversale de vorticité $\omega_y = 100$ rad/s (vert) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)	111
4.20	Iso-contours de la composante verticale de vorticité $\omega_z = -100$ rad/s (rose) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)	111

4.21	Positions des acquisitions par anémométrie à fil chaud.	113
4.22	Densités spectrales de puissance, adimensionnées par la variance, calculées à partir de mesures fil chaud, pour différents angles de déflexion et en différentes positions des lignes $x/L = 0.2, y/W = 0$ (a) et $x/L = 0.4, y/W = 0$ (b).	114
4.23	Fréquences caractéristiques, adimensionnées, déterminées à partir de la figure 4.22.	114
4.24	Volume de contrôle adopté pour l'approximation de l'effort de traînée par intégration du bilan de quantité de mouvement.	116
4.25	Cartographies de répartition du coefficient de perte de vitesse longitudinale.	119
4.26	Cartographies de répartition du coefficient d'apparition de vitesse transversalement et verticalement.	119
4.27	Cartographies de répartition du coefficient de frottement visqueux longitudinal.	120
4.28	Cartographies de répartition du coefficient d'énergie turbulente longitudinale.	120
4.29	Cartographies de répartition du coefficient de traînée.	121
4.30	Évolution des termes d'évaluation du coefficient de traînée du corps à partir du sondage du sillage du corps.	122

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des conditions de mesures PIV. Les nombres entre parenthèses correspondent aux plans repérés dans la figure 2.8.	48
2.2	Propriétés physiques de la solution polarographique.	58
4.1	Intégrale de vorticité longitudinale dans le champ de mesure par PIV stéréoscopique. . .	100
4.2	Contributions des différents termes de l'évaluation du coefficient de traînée à la somme absolue des différents termes.	122

Introduction

Le contexte environnemental actuel, la raréfaction des énergies fossiles, alliés à l'augmentation de la population, et donc à l'usage des moyens de transport, imposent une réduction des émissions et consommations de l'industrie du transport. L'arrêt total de cette dernière n'étant pas à envisager, il importe de lui donner des outils pour développer des véhicules moins énergivores et plus propres. La recherche devient alors un acteur incontournable dans ce challenge.

Différentes voies sont envisageables afin de permettre l'émergence de transports moins impactants. On peut, par exemple, considérer l'allègement des structures, le développement de stratégies de motorisation innovantes ainsi que l'amélioration de celles plus conventionnelles, ou encore la diminution de la résistance à l'avancement des véhicules. Ce dernier axe, constitue aujourd'hui une perspective à fort potentiel.

Depuis une trentaine d'années, un nombre croissant d'études s'est intéressé à la diminution de la traînée aérodynamique en direction des véhicules automobiles, notamment par l'optimisation des formes en mouvement, induisant de réelles diminutions du coefficient de traînée. Il semble cependant que les véhicules de grande consommation voient aujourd'hui ce coefficient stagner. De nouvelles stratégies sont donc à mettre en place afin de continuer à relever le défi.

L'une des pistes envisagées actuellement pour répondre à ces difficultés réside dans le développement de stratégies de contrôle de l'écoulement. Même si elle présente un potentiel encourageant, cette perspective n'est pas encore suffisamment mature pour investir efficacement nos véhicules. Il convient donc de poursuivre l'effort entamé dans cette direction.

Les chercheurs et industriels impliqués dans cet effort se sont dotés de géométries de référence qui permettent une progression commune, et ce dans différents domaines des transports. De nombreux exemples collaboratifs sont observables entre recherches publique et privée. On pourra citer notamment les travaux du GDR¹ "Contrôle Des Décollements" ou encore du CNRT R2A². L'une des géométries de référence utilisées dans le domaine automobile est appelée "corps de Ahmed". Cette géométrie modélise un véhicule avec hayon arrière et coffre intégré au hayon, un type de véhicule largement présent au sein du parc automobile mondial.

1. Groupement De Recherche

2. Centre National de Recherche Technologique - Recherche en Aérodynamique et Aéroacoustique des véhicules terrestres

De nombreux travaux ont donc été réalisés autour de cette géométrie qui est à l'origine d'un écoulement complexe. Ces travaux ont révélé notamment le développement, autour de la partie arrière du corps, de zones décollées, de structures tourbillonnaires longitudinales, de lâchers tourbillonnaires dans le sillage, de zones de cisaillement... Il faut ajouter à cela l'influence de la partie avant du corps et de sa proximité avec le sol. Malgré les progrès déjà réalisés, cet écoulement est encore source de zones à approfondir, notamment en ce qui concerne le caractère instationnaire de ce dernier. Certains auteurs étudient l'effet de facteurs supplémentaires présents dans les applications réelles : sol défilant, vent traversier, présence d'autres véhicules, taux de turbulence élevé... D'autres aspects restent encore à prendre en considération : phases transitoires, conditions météorologiques...

Les études consacrées au contrôle sont multiples, tant l'éventail de possibilités est large. Les contrôles par ajouts d'éléments fixes ne nécessitant pas d'apport d'énergie offrent des réductions notables de l'effort de traînée, et de nouvelles propositions émergent sans cesse. Hormis quelques applications classiques adoptées depuis nombre d'années, peu de stratégies de contrôle aérodynamique sont véritablement exploitées à l'heure actuelle sur les véhicules réels. L'un des freins probables à cette intégration de dispositifs de contrôle est la prépondérance, pour des raisons commerciales évidentes, du design sur l'efficacité énergétique. La conjoncture actuelle tend cependant à modifier les priorités des constructeurs et des consommateurs. Les années à venir devraient donc voir se concrétiser différentes applications, notamment par contrôles actifs, qui peuvent s'intégrer plus discrètement au véhicule. Parmi les plus prometteuses, on peut notamment considérer les stratégies à débit moyen nul qui, pour un apport d'énergie souvent restreint et moins contraignant que d'autres solutions, peuvent permettre de réelles diminutions de la traînée, notamment par le forçage instationnaire de l'écoulement (jets synthétiques, actionneurs piézoélectriques...). La période actuelle constitue donc un instant charnière dans ces développements.

Afin de permettre l'émergence de contrôles efficaces, il convient d'étudier les effets des différentes possibilités en portant un intérêt particulier aux processus mis en jeu dans l'écoulement et permettant une modification des efforts par le biais du contrôle. C'est dans ce contexte qu'est réalisée l'étude présentée dans ce mémoire. Elle entend en effet participer à la compréhension de l'écoulement autour du corps de Ahmed, notamment instationnaire, et des mécanismes physiques impliqués dans la réduction de la traînée aérodynamique subie par le corps. Le présent travail est réalisé dans l'équipe DF2T³ du laboratoire TEMPO⁴ de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, intégré au PRES⁵ Université Lille Nord-de-France. Il est à noter que le laboratoire, comme l'Université de Valenciennes, est pleinement impliqué dans la recherche en direction des applications du transport terrestre, notamment par sa forte participation au pôle de compétitivité i-Trans et dans le

3. Dynamique des Fluides et Transferts Thermiques

4. Laboratoire de Thermique, Écoulements, Mécanique, Matériaux, Mise en forme et PrOduction

5. Pôle de Recherche et d'Enseignement Supérieur

CPER⁶ CISIT⁷. Cette étude est à dominante expérimentale et a été conduite dans le canal hydrodynamique polarographique et la soufflerie à retour du laboratoire.

Ce manuscrit se décompose en quatre chapitres dont le premier est dévolu à une revue bibliographique. Nous nous intéressons dans un premier temps à l'écoulement se développant autour du corps de Ahmed, et en particulier avec lunette arrière inclinée à 25°. Malgré les nombreux travaux consacrés à cet écoulement, la complexité de ce dernier laisse encore de nombreuses zones à explorer, et notamment en ce qui concerne sa dynamique instationnaire. Le contrôle de cet écoulement est ensuite abordé. Il ne s'agit pas ici d'énumérer la totalité des tentatives existantes, mais de constater les différents phénomènes physiques exploités par la communauté scientifique autour de cette géométrie.

Cette étude reposant sur des résultats expérimentaux, les différents moyens de mesures employés en canal hydrodynamique et en soufflerie sont présentés. Deux des méthodes d'analyse utilisées sont également exposées.

Le troisième chapitre est consacré à une exploration de l'écoulement à la surface de la lunette arrière du modèle par méthode électrochimique polarographique en canal hydrodynamique. Cette technique nous permet la mesure du frottement pariétal instationnaire en différents points de la lunette. Différentes structures tourbillonnaires prenant naissance à proximité immédiate de cette zone, l'information pariétale permet de s'intéresser plus particulièrement à la dynamique de ces structures.

Le quatrième chapitre est consacré au contrôle de l'écoulement dans le sillage proche du modèle. Un contrôle simple de l'écoulement visant à générer un décollement massif sur la lunette est réalisé au moyen d'un déflecteur.

Enfin, un bilan général de ce travail est dressé et différentes perspectives sont dégagées, notamment par les troisième et quatrième chapitres.

6. Contrat de Projets État-Région

7. Campus International pour la Sécurité et l'Intermodalité dans les Transports

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Le corps de Ahmed

Le corps de Ahmed est une géométrie simplifiée de véhicule de type hatchback (automobile bicorps présentant un hayon) définie pour les besoins de l'industrie automobile en matière d'aérodynamique. Cette modélisation permet en effet de s'intéresser à l'influence de la géométrie de la partie arrière du véhicule sur les efforts aérodynamiques subis par celui-ci ainsi que sur l'écoulement de sillage. Ahmed *et al.* [2] définissent cette géométrie, faisant suite aux études de Janssen et Hucho [22] et de Morel [44] sur des corps similaires. Le corps de Ahmed, figure 1.1, constitue aujourd'hui, outre son intérêt pour l'aérodynamique automobile, un obstacle pouvant induire un écoulement de sillage fortement tridimensionnel combinant différents types de structures décollées en interaction. Il s'agit d'un corps épais parallélépipédique, de faible allongement, dont l'avant est arrondi afin de restreindre son influence sur l'écoulement de sillage, placé à proximité du sol, et présentant une surface inclinée à l'arrière ainsi qu'un culot vertical.

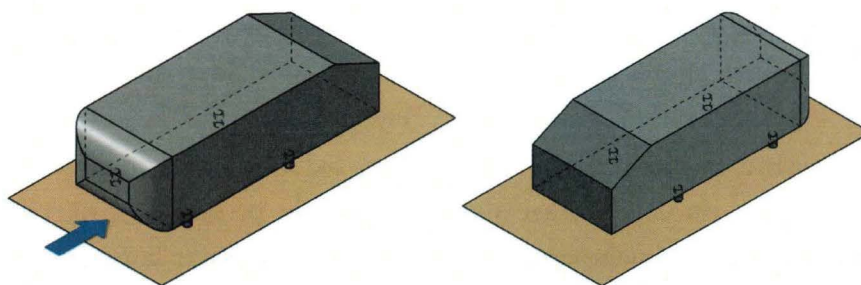


Figure 1.1 – Géométrie du corps de Ahmed.

Morel [44] étudie l'inclinaison du hayon arrière sur le coefficient de traînée d'un modèle proche de celui considéré ici, figure 1.2. Il observe une augmentation progressive du coefficient de traînée à mesure que l'inclinaison de la lunette arrière croît à partir de 9° , suivie d'une forte chute de traînée lorsque cet angle est égal à 30° . Il propose également des études paramétriques sur l'influence de différents facteurs géométriques complémentaires sur les

efforts aérodynamiques. Il étudie l'effet de la variation de la distance du modèle au sol, celle-ci modifie légèrement les valeurs du coefficient de traînée mais sans effet remarquable sur la chute observée précédemment. L'évolution du coefficient de traînée avec l'angle de dérapage est présentée pour différentes inclinaisons du hayon ; le phénomène de modification brutale s'atténue à mesure que le dérapage augmente. Morel remarque cependant une forte instabilité de la valeur du coefficient de traînée à 30° , basculant entre ses valeurs précédant et succédant la chute de traînée ; le dérapage apparaît toutefois privilégier la valeur la plus forte du coefficient de traînée (avant la chute). Morel étudie enfin l'influence de la géométrie (vive ou arrondie) de l'arête supérieure du hayon en arrondissant celle-ci et relève que cet effet vient décaler l'angle critique de chute de traînée vers des angles supérieurs.

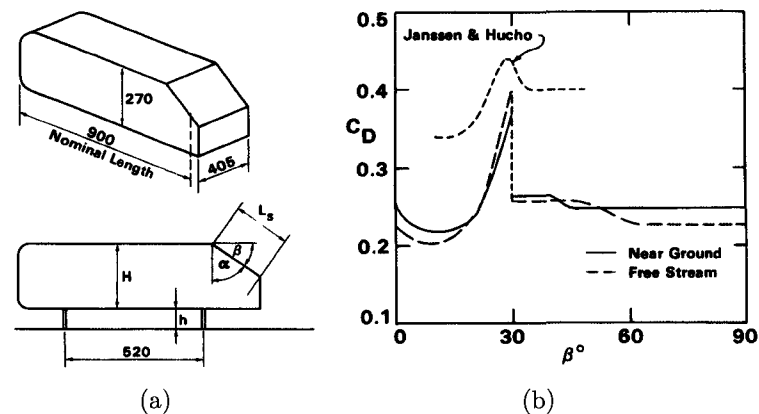


Figure 1.2 – Géométrie et dimensions du modèle de Morel (a) (dimensions en mm) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Morel [44].

Ahmed *et al.* [1, 2] ont prolongé cette étude autour d'une géométrie similaire, appelée communément corps de Ahmed et représentant un modèle de véhicule à l'échelle 1 : 4, en s'intéressant plus en détail à l'influence de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière sur le coefficient de traînée et sur la topologie de l'écoulement autour du corps, figure 1.3. Les expériences sont menées pour un nombre de Reynolds basé sur la longueur du corps de $4.29 \cdot 10^6$ et consistent en des mesures d'efforts par balance aérodynamique, des prises de pression sur la surface du corps, ainsi que des prises de pressions et de vitesses dans le sillage. Ahmed *et al.* [2] estiment que la traînée totale subie par le corps est due jusqu'à 85% à la traînée de pression, le reste étant de la traînée de frottement ; ils estiment également que la partie avant du corps participe au maximum à 9% de cette traînée de pression, le reste étant généré par la partie arrière. À partir de ces mesures, ils observent eux aussi une forte influence de l'inclinaison du hayon sur les efforts aérodynamiques, ainsi que sur la topologie de l'écoulement, figure 1.4. De 0° à 12.5° , ils observent une légère décroissance du coefficient de traînée, induite par la diminution de la surface du culot, le sillage observé est proche d'un écoulement de type culot droit. À mesure que l'angle augmente jusqu'à 30° , le coefficient de traînée augmente de manière significative ; il résulte, d'une part, d'une aug-

mentation du décollement sur la lunette - décollement qui recolle ensuite sur la lunette - et, d'autre part, du développement de structures tourbillonnaires longitudinales sur les arêtes latérales de la lunette arrière dont l'intensité s'amplifie à mesure que l'angle augmente. Une chute brutale de la traînée est observée autour d'un angle de 30° , identifiée comme résultant d'un fort changement de topologie de l'écoulement autour du corps, évoluant d'un écoulement fortement tridimensionnel - présentant un bulbe décollé sur le hayon, des structures de recirculation au culot, ainsi que des structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives se développant sur les arêtes latérales du hayon - à un second proche d'un écoulement de type culot droit. Ahmed *et al.* [2] relèvent une topologie d'écoulement bistable lorsque l'angle de lunette est de 30° , le coefficient de traînée bascule, au cours des expérimentations, entre les deux valeurs extrêmes entourant la chute de traînée observée. Au-delà de 30° , la traînée évolue moins sensiblement.

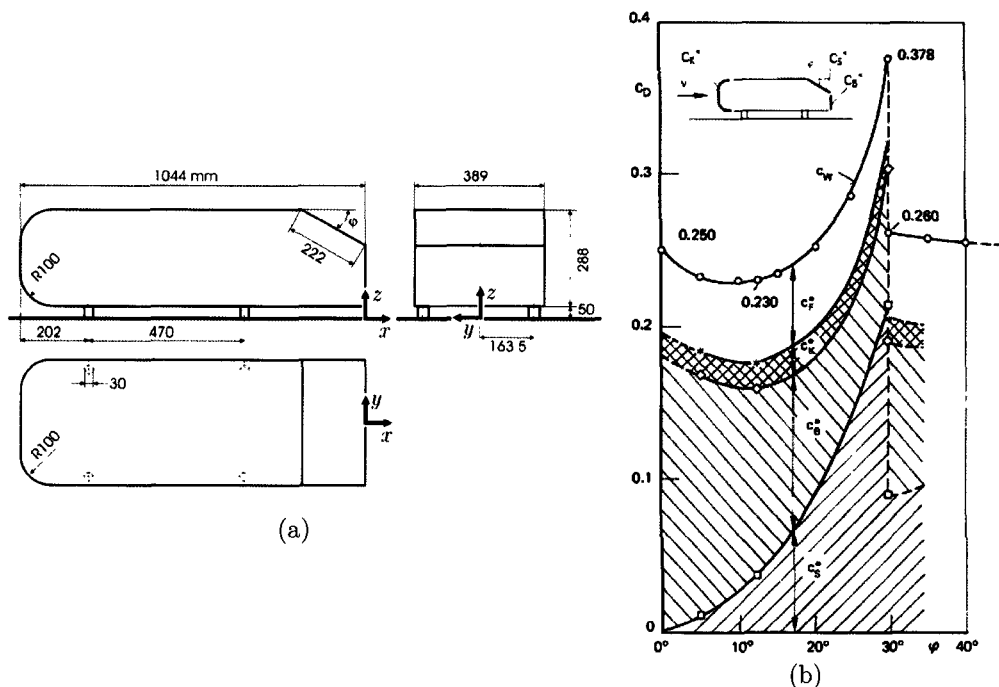


Figure 1.3 – Géométrie et dimensions du modèle de Ahmed (a) (figure issue de Hinterberger *et al.* [20]) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Ahmed *et al.* [2].

L'écoulement autour de cette géométrie, dans le cas fortement tridimensionnel, a été étudié par différents auteurs. Hucho [21] en propose d'ailleurs une intéressante synthèse, figure 1.5, en considérant, de manière qualitative, l'évolution de l'intensité des différentes structures tourbillonnaires en présence. Quelques auteurs s'intéressent à l'influence de différents facteurs extérieurs tels qu'un sol défilant (Strachan *et al.* [61]) ou encore l'interaction avec d'autres véhicules (Watkins et Vino [68]).

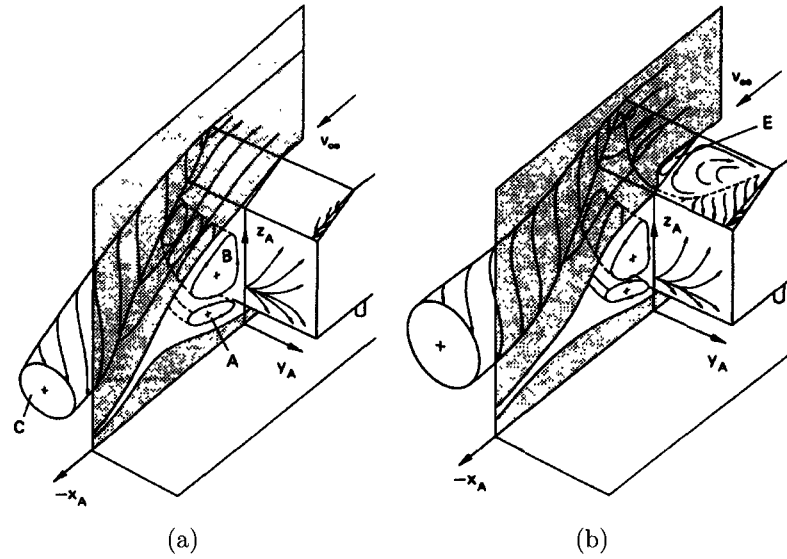


Figure 1.4 – Topologie de l'écoulement moyen autour du modèle de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 30° proposée par Ahmed *et al.* [2] : cas avec faible traînée (a) et cas avec forte traînée (b).

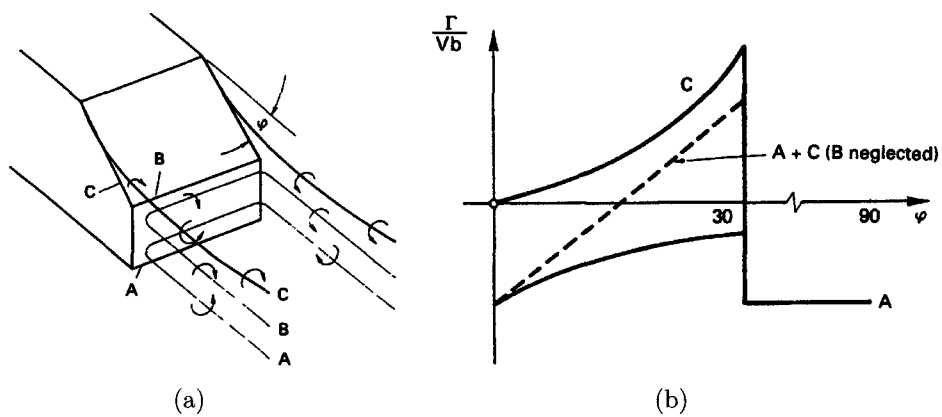


Figure 1.5 – Représentation du système tourbillonnaire (a) et intensité tourbillonnaire des structures en fonction de l'inclinaison de la lunette arrière (b), d'après Hucho [21].

1.2 Écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette inclinée à 25°

Notre étude étant réalisée autour d'une géométrie avec hayon incliné à 25°, nous focalisons à présent notre attention sur la description, dans la littérature, de l'écoulement autour du corps de Ahmed correspondant au cas précédant la chute prononcée de traînée apparaissant lorsque l'inclinaison de la lunette atteint 30°.

1.2.1 Description générale de l'écoulement

Gilliéron et Chometon [16] ont approfondi l'analyse de l'écoulement autour du corps de Ahmed, avec lunette arrière inclinée à 25°, par voie numérique, suggérant la présence d'une région d'attachement supplémentaire, comparé à la topologie précédemment proposée par Ahmed *et al.* [2]. Spohn et Gilliéron [60] ont par la suite confirmé cette étude et enrichi cette caractérisation de l'écoulement à l'aide de visualisations en canal hydraulique par méthode électrolytique, figure 1.6. Ils décrivent un écoulement plus complexe que celui précédemment proposé par Ahmed *et al.*, notamment en ce qui concerne le bulbe décollé présent sur le haut de la lunette arrière. L'écoulement décollé à l'arrière du corps présente une forte interaction entre les structures tourbillonnaires longitudinales, se développant sur les arêtes latérales de la lunette, et le bulbe décollé issu de l'arête haute de la lunette. Spohn et Gilliéron révèlent également la présence d'un bulbe de recirculation sur le nez, observable sur la figure 1.7(a), ainsi que le développement de structures de Kelvin-Helmholtz sur le pavillon du corps, induisant des interactions avec l'écoulement de sillage.

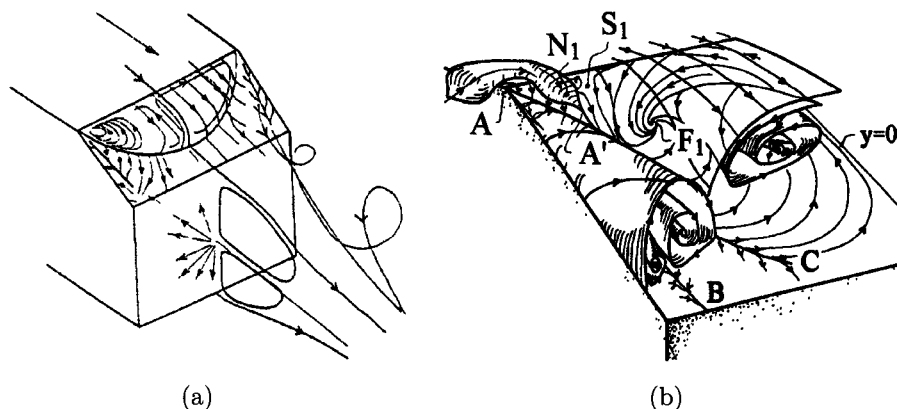


Figure 1.6 – Représentations schématiques de la topologie moyenne de l'écoulement : sillage (a), d'après Gilliéron et Chometon [16] et interaction entre le bulbe décollé et la structure tourbillonnaire longitudinale (b), d'après Spohn et Gilliéron [60].

Lienhart *et al.* [36] proposent une large base de donnée expérimentale décrivant cet écoulement grâce à des mesures par vélocimétrie laser à effet Doppler et anémométrie à fil chaud, principalement à destination des numériciens afin de pouvoir comparer les

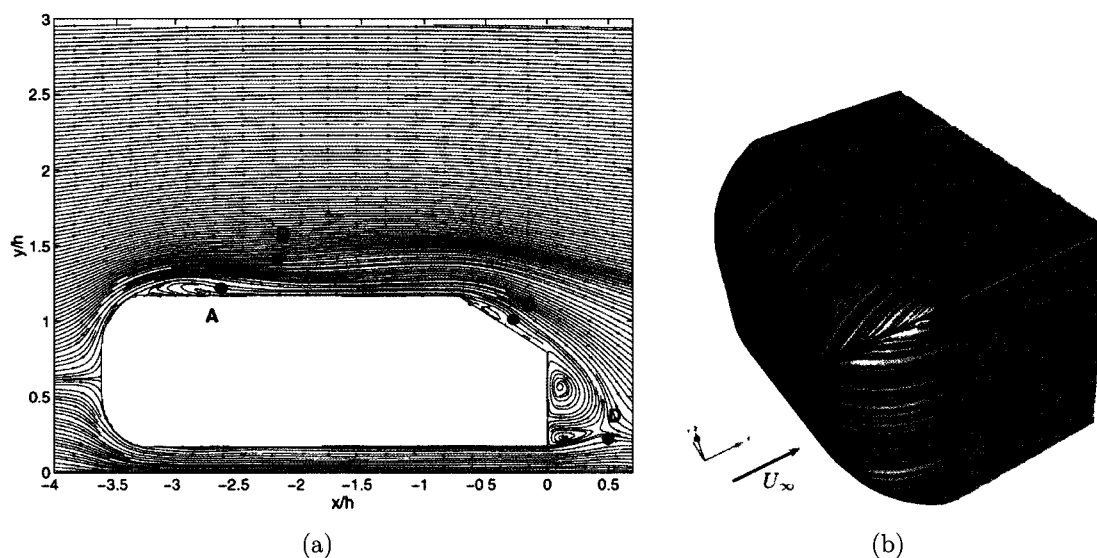


Figure 1.7 – Lignes de courant moyennes par simulation numérique dans le plan de symétrie du corps (a), d’après Minguez *et al.* [42]; et lignes de frottement pariétales moyennes par simulation numérique sur la partie avant (b), d’après Krajnović et Davidson [28].

résultats obtenus numériquement, notamment dans le cadre du projet ERCOFTAC¹ dont l’écoulement autour du corps de Ahmed constitue l’un des cas d’intérêt du fait de sa complexité.

Beaudoin *et al.* [6] étudient cet écoulement en utilisant une méthode de visualisation par cavitation, mettant en évidence les zones de plus faible pression, notamment les centres des tourbillons longitudinaux. Krajnović et Davidson [28] ont réalisé une étude LES de l’écoulement autour du corps de Ahmed (25°) et proposent une intéressante caractérisation de l’écoulement, cohérente avec les résultats expérimentaux; ils révèlent une insensibilité de l’écoulement au nombre de Reynolds (basé sur la hauteur du corps) à partir de $2 \cdot 10^5$. Ils montrent également que la géométrie possède une plus grande influence que la viscosité sur le comportement de l’écoulement. Les simulations menées par Fares [14] puis par Minguez *et al.* [42] présentent des résultats très complets permettant une meilleure compréhension de l’écoulement.

1.2.2 Structures issues du décollement sur le nez du corps

Comme nous l’avons précisé précédemment, un décollement se produit sur le nez du corps. L’écoulement se rattache ensuite sur le pavillon, figures 1.7(a) et 1.7(b). Ce bulbe décollé se produit également sur les faces latérales et inférieure du corps. Spohn et Gilliéron [60], puis Minguez *et al.* [42] décrivent le développement d’une instabilité de Kelvin-Helmholtz sur le pavillon du corps, générant l’advection de structures transversales. Krajnović et Davidson [30] constatent également le développement de structures convectées le long du pavillon, qu’ils identifient comme étant des structures tourbillonnaires en épingles

1. European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion

à cheveux (ou en fer à cheval). Ils expliquent que le fait que d'autres études aient observé ces structures dans le plan médian peut expliquer la confusion. Ils remarquent également le développement de structures longitudinales le long du corps, à proximité du sol (figure 1.8(a)).

1.2.3 Structure décollée sur la lunette

En fin de pavillon, l'écoulement est attaché sur la paroi. Dans l'écoulement moyen, sur l'arête de fin de pavillon, et de début de pente de la lunette arrière, se produit un décollement, qui se recolle ensuite sur la lunette arrière. Il peut être observé en coupe sur la figure 1.7(a), au niveau du point identifié C, ainsi que sur les lignes de frottement de la figure 1.8(b). Ces dernières indiquent la présence de deux foyers placés à l'intérieur du bulbe, à proximité des coins supérieurs de la lunette, foyers autour desquels s'organise en partie la recirculation. Dans la partie médiane, la recirculation se fait dans un plan vertical. Le bulbe décollé présente donc un aspect fortement tridimensionnel, il est en réalité formé de deux bulbes contrarotatives confinées à la paroi. Une structure secondaire apparaît en haut de la lunette. Elle est entraînée par le bulbe décollé principal et se développe entre ce dernier et l'arête supérieure de la lunette.

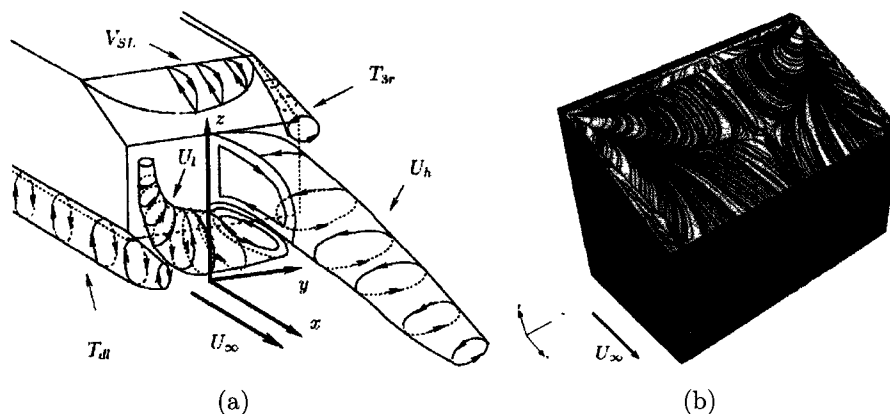


Figure 1.8 – Description schématique de l'écoulement de sillage moyen à l'arrière du corps (a) et lignes de frottement pariétales moyennes par simulation numérique sur la partie arrière (b), d'après Krajnović et Davidson [28, 30].

Krajnović et Davidson [30] rapportent que l'écoulement instantané peut parfois être très différent de l'écoulement moyen, notamment au-dessus de la lunette arrière. Ils mettent en évidence la présence de structures transverses se développant à partir de l'arête supérieure de la lunette, représentées sur la figure 1.9(a). À mesure que ces structures sont convectées vers l'aval, elles s'amalgament pour former des structures de plus grande taille. Elles se détachent ensuite en partie de la paroi et forment alors des structures en épingles à cheveux, figure 1.9(b). À leur naissance, les structures apparaissant à proximité de l'arête latérale de la lunette, donc à proximité de la structure tourbillonnaire longitudinale, voient leur axe légèrement décalé de la direction transverse. L'écoulement au-dessus de la lunette

présente donc d'importantes instationnarités, comme mis en évidence par les contours d'énergie cinétique turbulente présentés dans la figure 1.10. De manière similaire, Thacker [62] identifie un battement du bulbe décollé sur la lunette.

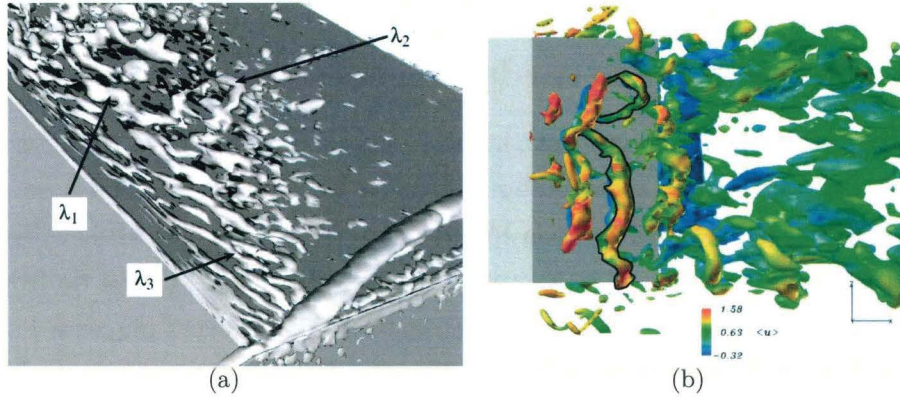


Figure 1.9 – Champ instantané des iso-surfaces du second invariant du gradient de vitesse, à $Q=6500$ (a), d'après Krajnović et Davidson [27] ; et champ instantané des iso-surfaces de fluctuations de pression, colorées par la vitesse longitudinale moyenne, d'après Mínguez *et al.* [42]. La structure dont le contour est noir correspond à une structure en épingle à cheveux.

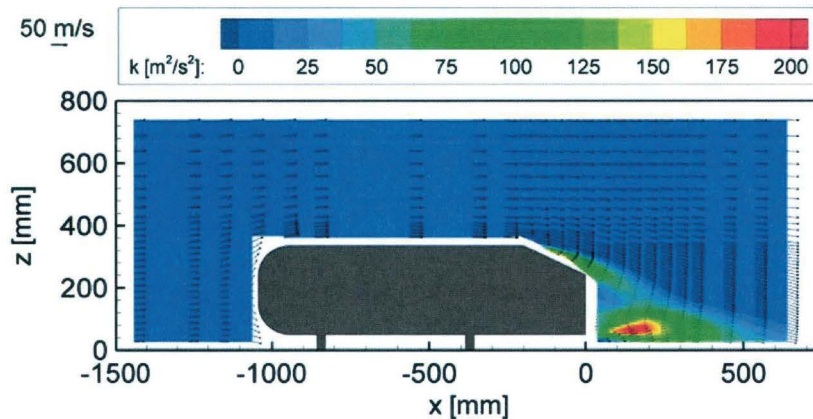


Figure 1.10 – Vecteurs vitesses et contours d'énergie cinétique turbulente dans le plan de symétrie du corps, d'après Lienhart *et al.* [36].

1.2.4 Structures tourbillonnaires longitudinales

Une grande partie de la complexité de l'écoulement provient du développement de structures tourbillonnaires longitudinales sur les arêtes latérales de la lunette arrière. L'écoulement longeant la paroi latérale du corps décolle en arrivant au niveau de la lunette, figure 1.11, et s'enroule en formant la structure tourbillonnaire longitudinale principale. Cet enroulement est en grande partie dû à la dépression créée sur la lunette, à proximité de l'arête latérale, par le décollement du fluide formant cette structure.

L'enroulement de ces structures longitudinales s'avère particulièrement intense, l'axe tourbillonnaire présente d'ailleurs de très faibles niveaux de pression statique, figure 1.12.

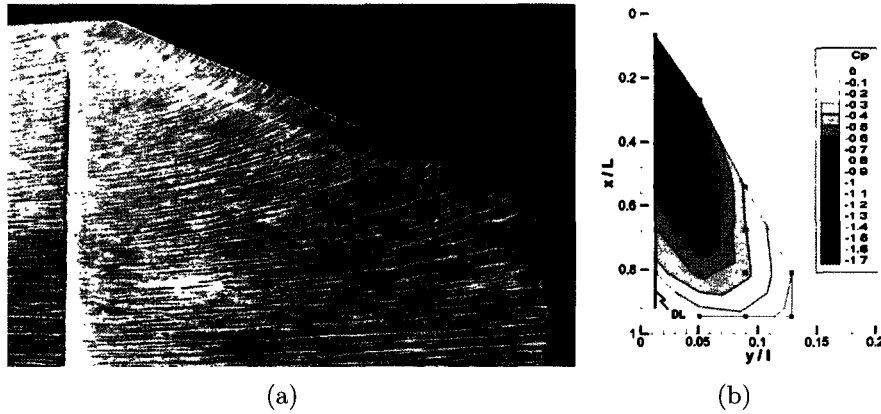


Figure 1.11 – Visualisation des lignes de frottement moyennes sur la paroi latérale du corps (a) et distribution du coefficient de pression statique sur la lunette arrière, à proximité de l'arête latérale (repérée ici DL) (b), d'après Gilliéron *et al.* [17].

La structure suit la lunette et descend ensuite vers le sol dans le sillage du corps, figure 1.13. En se développant au-dessus de la lunette, la structure longitudinale entraîne une structure secondaire, puis une tertiaire, comme représenté dans la figure 1.14. En outre, ce système tourbillonnaire longitudinal peut également être observé sur la pavillon du corps, en amont de l'arête séparant ce dernier d'avec la lunette, comme représenté sur les figures 1.6(b) et 1.9(a). Différents auteurs ont pu constater que la structure longitudinale principale conserve une position relativement constante lors de son développement ([30, 62]). Sims-Williams [57] observe un phénomène de variation périodique de la pression totale contenue dans le sillage des structures tourbillonnaires longitudinales, qu'il associe à une variation de l'intensité de ces structures, à l'arrière d'un corps de Ahmed avec lunette inclinée à 27.5° .

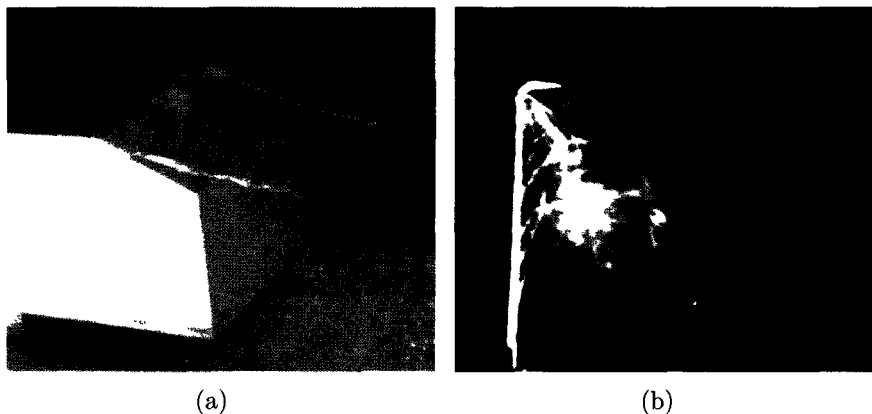


Figure 1.12 – Visualisation de l'axe tourbillonnaire des structures longitudinales par technique de cavitation (a), d'après Beaudoin *et al.* [6], et visualisation de l'enroulement de la structure tourbillonnaire longitudinale par méthode électrolytique (b), d'après Spohn et Gilliéron [60].

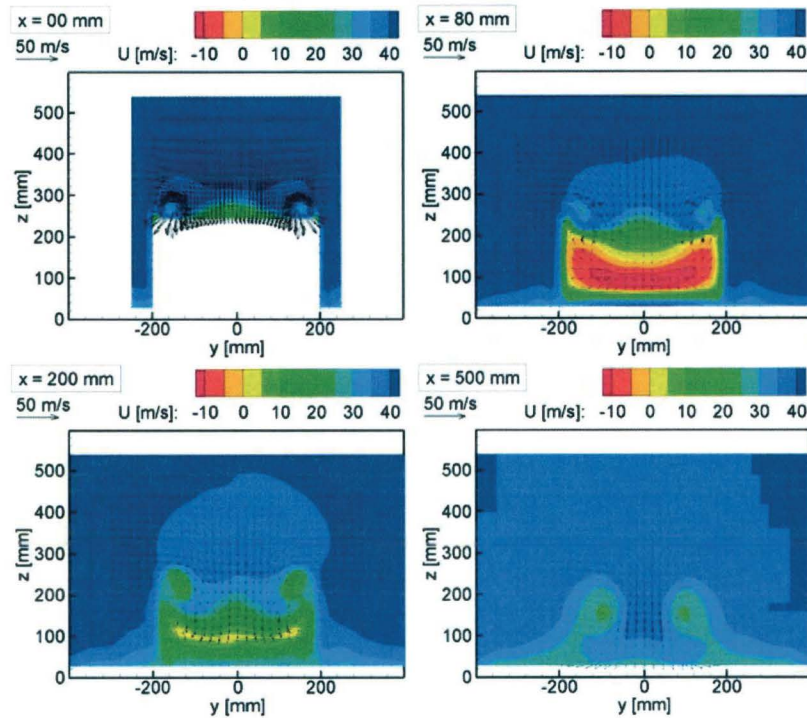


Figure 1.13 – Développement des structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives dans le sillage du corps de Ahmed avec lunette arrière à 25° , d'après Lienhart *et al.* [36].

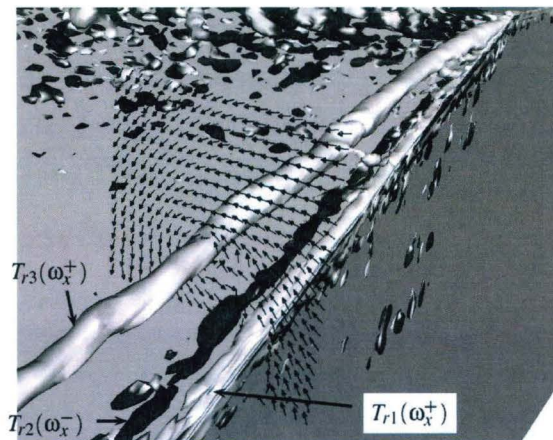


Figure 1.14 – Développement des structures tourbillonnaires longitudinales principale (Tr3), secondaire (Tr1) et tertiaire (Tr2), d'après Krajnović et Davidson [27].

1.2.5 Structures contrarotatives de culot

Le culot présente deux structures toriques contrarotatives, observables dans les figures 1.7(a) et 1.8. Ces structures sont lâchées alternativement dans le sillage formant une allée tourbillonnaire de type Bénard-von Kármán. Leur développement est dissymétrique, la structure supérieure étant de taille plus importante. Elles sont une forte source de dépression, participant de ce fait de manière importante à la traînée subie par le corps.

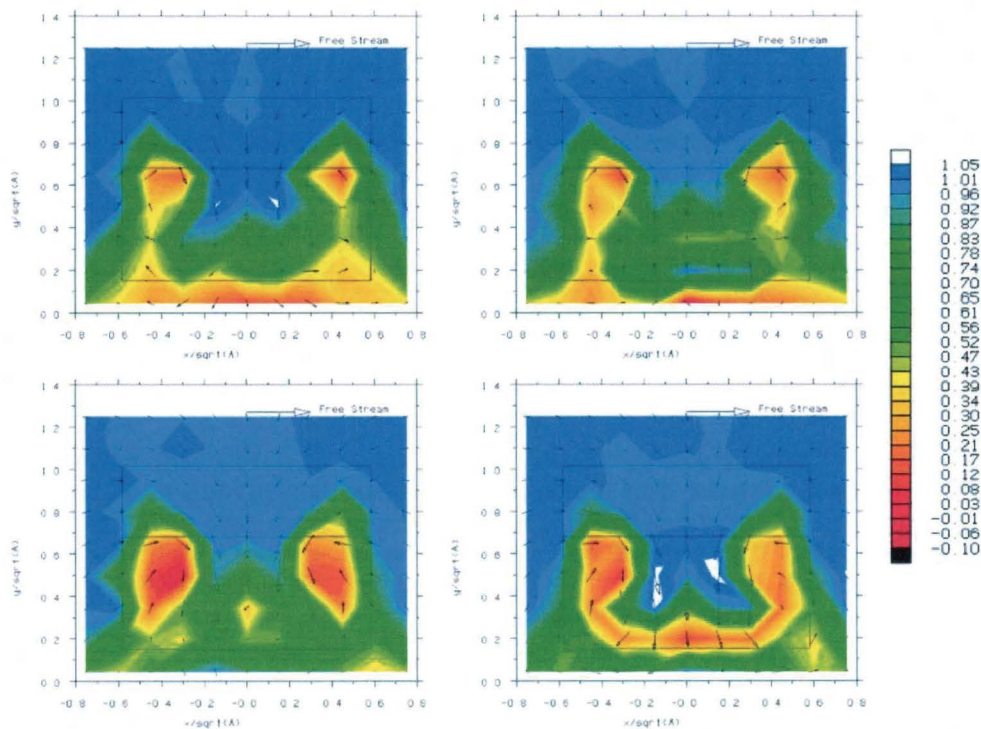


Figure 1.15 – Variation périodique de la pression totale dans le sillage d'un corps de Ahmed avec lunette inclinée à 27.5° , champs séparés d'un quart de la période du phénomène, d'après Sims-Williams [57].

1.2.6 Instationnarités

Comme nous venons de le voir, l'écoulement moyen dans le sillage du corps de Ahmed a été largement décrit dans la littérature. Krajnović et Davidson [30] font remarquer que, bien que l'étude de l'écoulement moyen soit utile à la compréhension d'une partie des phénomènes mis en jeu, l'écoulement instantané diffère fortement de l'écoulement moyen en plusieurs régions du sillage, notamment au-dessus de la lunette arrière, ou à l'aval du culot. Il apparaît donc nécessaire de s'attacher davantage à la caractérisation des instationnarités présentes dans l'écoulement. On retrouve dans la littérature quelques études s'intéressant justement à ces instationnarités, à des nombres de Reynolds différents. La plupart de ces études rapportent l'existence d'une fréquence caractéristique marquée dans le sillage du corps, au niveau du culot, correspondant aux lâchers tourbillonnaires alternés issus des structures toriques de culot.

Pour une géométrie avec un angle de lunette arrière de 25° , la plupart des auteurs observent, à l'aval du corps, dans le plan médian et à hauteur du soubassement, la présence d'une fréquence caractéristique, liée aux lâchers tourbillonnaires issus des structures toriques au culot, de l'ordre de $St_A = 0.5$ (0.52 pour Sims-Williams et Duncan [58], 0.49 pour Minguez *et al.* [42], 0.53 pour Thacker [62]). Cette fréquence paraît difficile à relever ailleurs qu'au niveau du soubassement, Thacker ne l'observe pas au niveau du haut du culot (figure 1.16(a), cas avec arête vive).

Certains auteurs relèvent, pour la même géométrie, une fréquence caractéristique, qu'ils

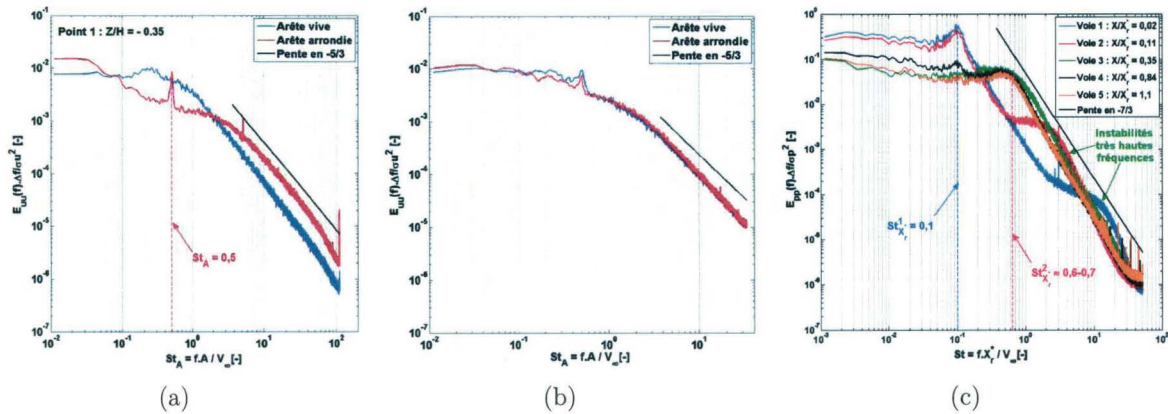


Figure 1.16 – Spectres de vitesse dans le sillage du corps dans le plan médian, au niveau de l'arête basse de la lunette (a) et du soubassement (b), et spectres de pression pariétale sur la ligne médiane de la lunette, l'adimensionnement des fréquences est fait en utilisant la longueur de recirculation du bulbe (c), le premier pic indiqué sur la courbe ($St_{x_r} = 0.1$) correspond à $St_A = 0.23$, et le second ($St_{x_r} = 0.6 - 0.7$) correspond à $St_A = 1.2 - 1.4$, d'après Thacker [62].

relient à ce même phénomène de lâchers tourbillonnaires au niveau du culot, différente dans le sillage du corps : Leclerc [33] mesure une fréquence caractéristique de $St_A = 0.42$; Boucinha [8] observe lui une fréquence $St_A = 0.36$. Différentes valeurs de nombres de Strouhal ainsi trouvées dans la littérature sont reportées dans la figure 1.17.

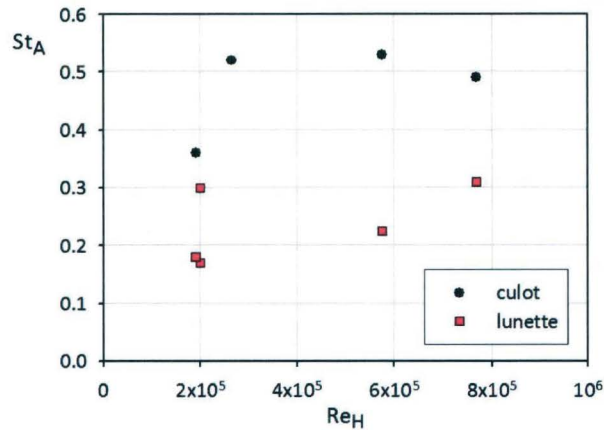


Figure 1.17 – Résumé des principales fréquences caractéristiques relevées à proximité du culot et de la lunette du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° , dans le plan médian, d'après Sims-Williams et Duncan [58], Krajnović et Davidson [30], Minguez *et al.* [42], Boucinha [8], Thacker [62].

Chan *et al.* [12] étudient l'écoulement derrière une géométrie similaire avec hayon à 25° et notent la présence de deux fréquences caractéristiques dans le sillage, au niveau des structures toriques supérieure et inférieure au culot, de $St_H = 0.42$ et 0.47 respectivement, soit en rapportant ceci à notre géométrie : $St_A = 0.49$ et 0.55 .

Minguez *et al.* [42] observent également la pulsation du bulbe décollé formé sur le nez du corps à une fréquence réduite de $St_A = 0.17$, due au développement de structures sur la paroi, sur le pavillon du corps à $St_A > 2$.

Des données existent également pour les structures se développant à proximité de la

lunette arrière du corps (figure 1.17). Minguez *et al.* [42] relèvent au-dessus de la lunette, à hauteur du pavillon, la présence d'un régime multifréquences avec une fréquence dominante à $St_A = 0.31$. Krajnović et Davidson [29] révèlent la présence de deux fréquences en $St_A = 0.17$ et 0.30 décelées à partir des variations de l'intégrale du coefficient de pression sur la surface de la lunette, fréquences observées également à partir de coefficient de traînée. Boucinha [8] mesure, en deux points au-dessus de la lunette, une fréquence caractéristique de $St_A = 0.18$, qu'il associe au basculement intermittent au-dessus de la lunette entre un écoulement rattaché et un autre pleinement décollé. Thacker [62] relève, par des mesures de fil chaud et des prises de pression pariétales instationnaires sur la ligne médiane de la lunette, figure 1.16(c), deux fréquences relatives au bulbe décollé : $St_A = 0.23$, correspondant au battement du bulbe au-dessus de la lunette; et $St_A = 1.3$ correspondant à l'émission de structures transversales par le bulbe décollé.

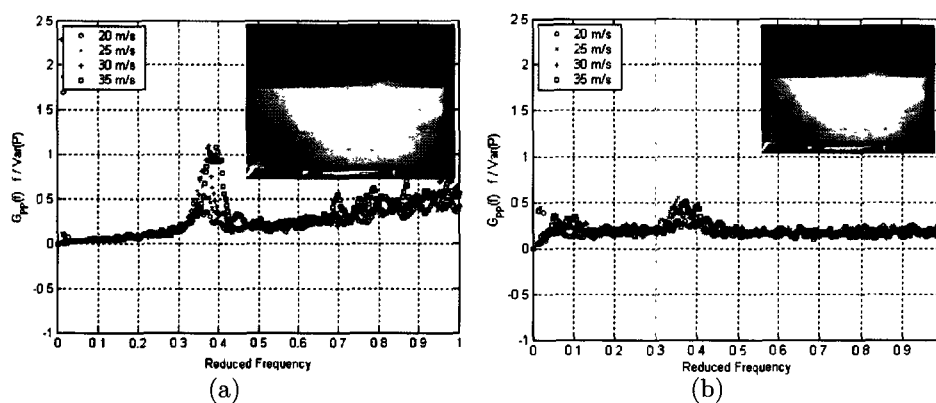


Figure 1.18 – Spectres de pression à la paroi du culot d'un corps de Ahmed 30° , d'après VINO *et al.* [67].

VINO *et al.* [67] réalisent également des mesures de pressions pariétales instationnaires sur la lunette et sur le culot d'un corps de Ahmed avec hayon incliné à 30° , figure 1.18. L'écoulement autour de la maquette correspond au cas de forte traînée, avec développement des structures tourbillonnaires longitudinales autour de la lunette. Leurs mesures ne révèlent, sur toute la lunette et le culot, la présence que d'une seule fréquence marquée correspondant aux lâchers tourbillonnaires dans le sillage ($St_A = 0.36 \sim 0.39$). Une sonde placée sur la lunette, dans la zone d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale, voir figure 1.18(b), capte cette même fréquence, mais de manière nettement moins marquée. Les auteurs en déduisent que la structure tourbillonnaire longitudinale se développe de façon relativement stable et subit uniquement des variations dans le sillage dues aux détachements se produisant au culot.

Sims-Williams [57], pour un corps avec lunette inclinée à 27.5° , mesure un nombre de Strouhal de 0.58 en périphérie de la structure tourbillonnaire longitudinale dans le sillage du corps, en aval du culot, par anémométrie à fil chaud; en effectuant la même manipulation pour un corps avec inclinaison de lunette de 30° , la fréquence qui ressort est située en $St_A = 0.35$. En couplant ces mesures au fil chaud avec des mesures de pressions totales

instationnaires dans le sillage du corps, il identifie cette fréquence comme correspondant à la variation périodique de l'intensité (en pression) des structures tourbillonnaires longitudinales dans le sillage, figure 1.15.

Shaw *et al.* [56] s'intéressent à une géométrie de forme relativement proche d'un corps de Ahmed avec hayon à 26° et dont l'écoulement de sillage moyen apparaît assez semblable. Ils étudient les fréquences dominantes dans l'écoulement de sillage, dans un plan transverse, et révèlent une cartographie assez disparate (figure 1.19).

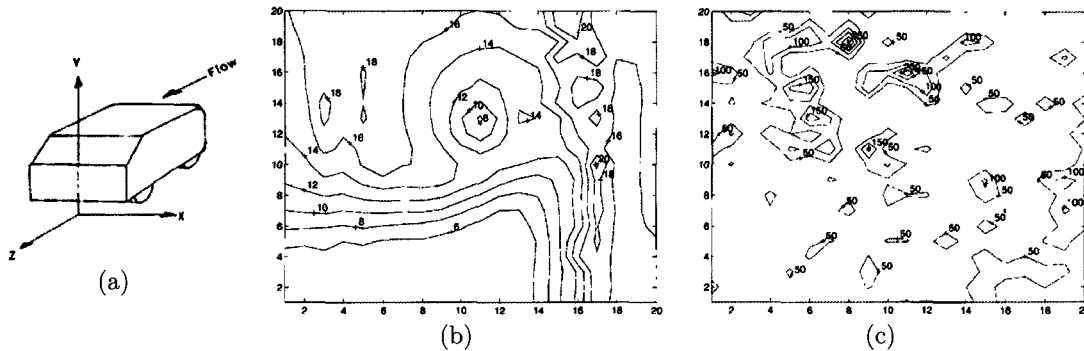


Figure 1.19 – Géométrie adoptée par Shaw *et al.* [56] (a), contours de vitesse moyenne (m/s) dans le sillage (à environ 0.15 fois la longueur du modèle) (b) et contours des fréquences dominantes (Hz) dans ce même plan (c).

La littérature propose donc, malgré le peu d'études consacrées à ce sujet, des valeurs parfois très différentes de fréquences caractéristiques perçues dans l'écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° . Ces disparités peuvent être dues à de nombreuses causes, parmi lesquelles on pourra considérer par exemple la qualité de l'arête (vive ou émoussée), la position et la taille des supports (pieds), le nombre de Reynolds, le taux de turbulence ou encore le taux d'obstruction. On retiendra tout de même une fréquence réduite St_A de 0.17 pour le battement du bulbe décollé se développant sur le nez, supérieure à 2 pour l'émission de structures transverses par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz sur le nez du corps et un Strouhal situé autour de 0.5 pour l'échappement tourbillonnaire issu des structures toriques au culot, relevé principalement au niveau du soubassement du corps. Les valeurs différentes et non récurrentes observées sur la lunette ne nous permettent pas de donner plus de détail sur les instationnarités perceptibles sur la lunette, si ce n'est que des basses fréquences sont identifiables autour de $0.2 \sim 0.3$.

La présente étude met en œuvre un contrôle de l'écoulement au-dessus de la lunette arrière du corps de Ahmed (chapitre 4). Il paraît donc nécessaire d'introduire ici le concept de contrôle de l'écoulement, notamment dans le cadre de la réduction de traînée subie par un corps.

1.3 Contrôle de l'écoulement

1.3.1 Généralités

Le contrôle d'écoulement peut être utilisé pour différentes finalités, qu'il s'agisse par exemple de modifier le mélange dans un écoulement, d'atténuer un bruit perceptible dans l'écoulement, d'augmenter la portance d'un objet, ou encore de réduire la traînée d'un corps. Pour cela, différentes stratégies peuvent être envisagées, décrites notamment par Gad-El-Hak [15], par exemple l'anticipation ou le retardement de la transition vers la turbulence, la suppression ou la création de décollements dans l'écoulement, l'augmentation ou la suppression de la turbulence. On classe généralement les méthodes de contrôle d'écoulement selon deux catégories : on parle de contrôle passif lorsque le contrôle se fait par des modifications géométriques, et de contrôle actif lorsque celui-ci fait intervenir une source d'énergie externe pour sa réalisation.

Suivant le but recherché, il convient de déterminer la stratégie la mieux adaptée. Dans cette optique, la littérature regorge de tentatives différentes appliquées à diverses applications. Dans notre cas, le contrôle sera utilisé afin de réduire la traînée aérodynamique subie par le corps de Ahmed. Nous recensons à présent, de manière non exhaustive, différentes stratégies observées dans la littérature autour de ce corps, ou de géométries approchantes.

1.3.2 Tentatives de contrôle autour du corps de Ahmed

La forte complexité de l'écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° permet, ou nécessite, une large variété de tentatives de contrôle de l'écoulement en vue de la diminution de sa traînée aérodynamique. Pour des raisons de mise en évidence des différents mécanismes physiques permettant la réduction de la traînée employée par ces études, nous présentons les études en fonction de leur effet sur l'écoulement.

1.3.2.1 Suppression des structures décollées

Une première possibilité de tentative de réduction de la traînée du corps consiste à s'absoudre de, ou à diminuer, la présence des zones décollées, qui sont l'une des sources essentielles de la traînée aérodynamique subie par le corps, comme exposé en première partie de ce chapitre. La première cible rencontrée est le bulbe décollé sur la lunette. Pujals *et al.* [48] disposent des générateurs de vortex sur le pavillon du corps, en amont de l'arête supérieure de la lunette arrière. Le développement de structures tourbillonnaires longitudinales confinées sur la paroi du pavillon empêche la formation du bulbe décollé à la naissance de la lunette, et supprime donc sa contribution à l'effort de traînée. Il en résulte une diminution de cet effort de l'ordre de 10%.

Différentes stratégies similaires ont été adoptées de manière active. Rouméas *et al.* [54] étudient l'effet d'une aspiration continue de l'écoulement décollé après sa naissance, la

dépression créée entraînant le rattachement de l'écoulement sur la lunette. Ceci a pour conséquence de remonter la pression statique sur la lunette ; la suppression de la zone décollée induit également une modification des structures de culot et une augmentation de la pression statique dans cette zone. Il en résulte une réduction de la traînée de l'ordre de 17%.

Une excitation de l'écoulement a également été effectuée par différents auteurs. Leclerc [33], par l'utilisation de jets synthétiques, a réduit la taille du bulbe décollé sur la lunette, ce qui s'accompagne d'un éloignement et d'une symétrisation, dans le plan médian, des structures de culot. Il préconise une position de l'actionneur juste à l'aval de la naissance du décollement sur l'arête entre le pavillon et la lunette. Il obtient numériquement une réduction de traînée de l'ordre de 14% et d'environ 9% expérimentalement. Brunn et Nitsche [10] réalisent, expérimentalement, une étude similaire sur un cas bidimensionnel. Un forçage de l'écoulement à la fréquence de détachement des structures tourbillonnaires dans le sillage apparaît être particulièrement efficace. Aubrun *et al.* [4] étudient l'effet de jets pulsés situés à proximité de cette même arête, en aval, et obtiennent une réduction de traînée atteignant 14%. La modification de l'écoulement est globalement comparable à celle décrite par Leclerc.

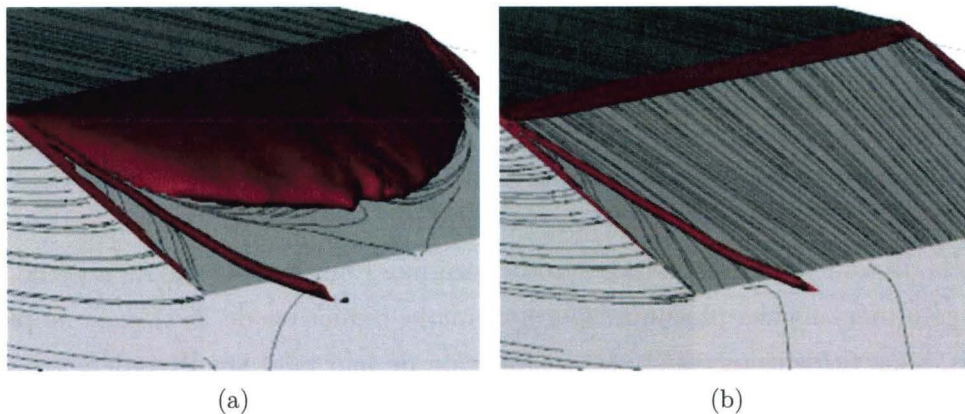


Figure 1.20 – Suppression du bulbe décollé par aspiration continue sur la lunette : cas sans contrôle (a) et avec contrôle (b), iso-surfaces de perte de pression, d'après Rouméas *et al.* [54].

D'autres études utilisent des moyens de contrôle focalisés sur les structures tourbillonnaires longitudinales. Beaudoin et Aider [5] placent des obstacles (déflecteurs) sur les arêtes latérales de la lunette, empêchant ainsi le développement des structures longitudinales. La réduction de traînée obtenue atteint 18%. Outre la disparition des structures longitudinales, les auteurs associent ce gain à la suppression de la dépression sur la lunette induite par ces structures, permettant à l'écoulement de basculer vers une configuration similaire à celle observée par Ahmed *et al.* [2] pour un angle d'inclinaison de lunette supérieur à 30° .

Lehuteur *et al.* [34] utilisent des jets continus à proximité des arêtes de la lunette afin de détruire les structures longitudinales (figure 1.21). La diminution de traînée obtenue est de 6%. De manière similaire, Brunn *et al.* [11] imposent un jet continu au niveau des

extrémités latérales de l'arête supérieure de la lunette, entraînant une réduction inférieure à 3%.

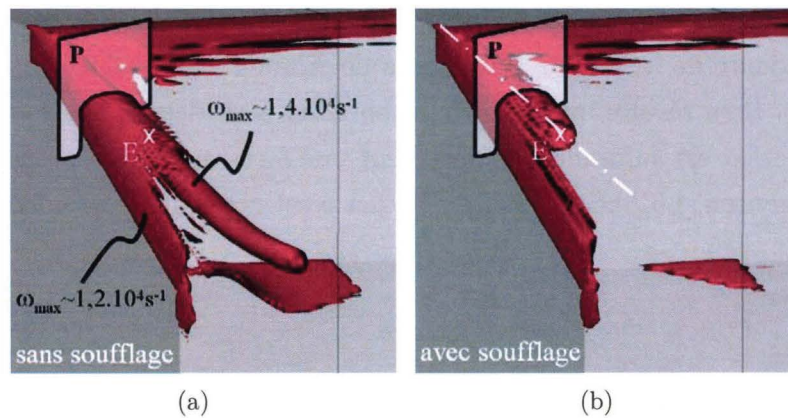


Figure 1.21 – Suppression des structures tourbillonnaires longitudinales par soufflage continu sur les arêtes latérales de la lunette : cas sans contrôle (a) et avec contrôle (b), iso-surfaces de vorticité, d'après Lehugeur *et al.* [34].

Boucinha [8] étudie l'effet d'actionneurs plasma positionnés sur la lunette et obtient une diminution de 6 ~ 8%. Il constate également un mécanisme similaire à celui décrit par Leclerc. Ce travail s'intéresse également à la réponse de l'écoulement au régime fréquentiel d'excitation. L'auteur observe dans certains cas un renforcement du détachement tourbillonnaire dans le sillage du corps.

Sur une géométrie avec culot droit, Beaudoin *et al.* [7] diminuent fortement la structure principale au culot par la mise en rotation d'un cylindre placé en lieu et place de l'arête supérieure du culot. La rotation du cylindre permet ainsi le retardement de l'apparition de la structure de recirculation.

1.3.2.2 Éloignement des structures décollées

Une autre stratégie consiste à éloigner les structures décollées de la proximité de la paroi. Il s'agit en effet d'écarter le cœur des structures tourbillonnaires afin de diminuer la dépression à la paroi du corps. Cette stratégie a été employée à diverses reprises pour agir sur les structures contrarotatives présentes au culot du corps. Beaudoin et Aider [5] repoussent les structures de recirculation à l'arrière du corps à l'aide de déflecteurs disposés tout autour du culot. La réduction de traînée ainsi obtenue est d'approximativement 12%. On retrouve une philosophie similaire autour du corps de Ahmed avec culot droit, où l'éloignement des structures de culot présente un potentiel bien supérieur compte tenu de leur importance dans le sillage, Khalighi *et al.* [24] disposent par exemple des parois séparatrices dans le prolongement du corps induisant une diminution de l'effort de traînée de l'ordre de 20%. Rouméas *et al.* [55] simulent un soufflage continu au niveau des arêtes du culot droit. La réduction atteint jusqu'à 29%. En considérant l'énergie employée et le gain obtenu, ils identifient un optimum de 20%.

1.3.2.3 Modification des structures

La modification des structures, sans en viser la suppression ni même la réduction, peut entraîner des gains intéressants de traînée. Beaudoin et Aider [5] disposent un déflecteur sur l'arête supérieure de la lunette d'un corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée de 30° (figure 1.22). Il en résulte une augmentation de la zone décollée et donc de la traînée. Lorsque la déflexion est suffisante, ils observent une forte et brutale réduction de traînée jusqu'à -15% environ. Le phénomène mis en jeu n'est cependant pas identifié dans cette étude.

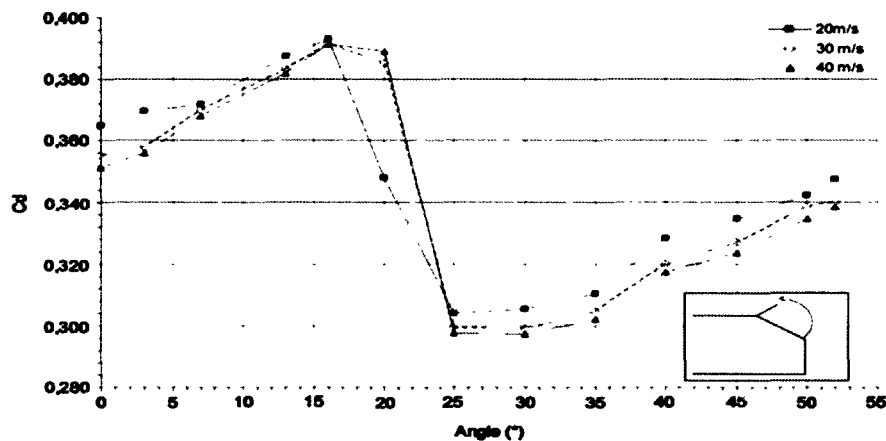


Figure 1.22 – Influence de l'angle d'un déflecteur placé sur l'arête supérieure de la lunette arrière sur le coefficient de traînée du corps, d'après Beaudoin et Aider [5].

Gilliéron et Kourta [18] réduisent la taille du sillage issu du culot, et donc la contribution des structures correspondantes, par l'utilisation de plaques séparatrices dans le sillage qui affectent la topologie de l'écoulement.

Une tentative originale est proposée numériquement par Bruneau *et al.* [9] par l'utilisation de surfaces poreuses sur le corps de Ahmed en 2D. Cette méthode entraîne notamment une modification des champs de pression statique autour du corps, et donc une modification de la traînée.

Cette revue bibliographique a permis d'appréhender la nature complexe de l'écoulement autour du corps de Ahmed. Cet écoulement présente diverses structures tourbillonnaires possédant des interactions entre elles, et pouvant induire des instationnarités. La majorité des études ne s'intéresse qu'aux instationnarités perceptibles dans le sillage, loin de la paroi du corps, autour de laquelle se développent ces structures. La caractérisation de ces instationnarités au niveau pariétal n'a été abordée qu'au moyen de prises de pression. Le frottement pariétal instationnaire constitue une grandeur locale fortement sensible aux structures de l'écoulement en proche paroi. L'un des objectifs du travail présenté ici est d'approfondir la connaissance de cet écoulement au moyen de la méthode polarographique, qui, contrairement aux autres méthodes de mesure, permet la détermination du frottement pariétal instationnaire sans perturbation de l'écoulement.

Les tentatives de contrôle d'écoulement réalisées antérieurement et recensées ici ont mis en évidence, par le biais d'actions variées sur l'écoulement, une contribution de la compétition entre structures à l'évolution de la traînée aérodynamique. Cependant, une étude fine, mettant en œuvre différentes méthodes de mesure et d'analyse est nécessaire afin de mieux comprendre les mécanismes physiques permettant la modification des efforts aérodynamiques. En complément de l'utilisation de la méthode polarographique, nous nous proposons dans ce document de contribuer à améliorer la connaissance des mécanismes physiques évoqués ici.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux, moyens de mesure et méthodes d'analyse

Le travail présenté dans ce document repose entièrement sur des essais expérimentaux. Deux installations ont été utilisées : le canal hydrodynamique polarographique et la soufflerie à retour du laboratoire TEMPO¹. Ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux utilisés dans cette étude, ainsi que les moyens de mesures. Les méthodes d'analyse spécifiques employées seront également présentées brièvement.

2.1 Canal hydrodynamique polarographique

La totalité des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 3 ont été obtenus par le biais du canal hydrodynamique polarographique (figure 2.1) de veine d'essai de section intérieure de $0.3 \times 0.3 \text{ m}^2$ et de 1.2 m de longueur. Un moteur à courant continu, d'une puissance de 52 kW, entraîne l'hélice placée dans la veine de retour, permettant d'atteindre des vitesses au sein de la veine d'essai jusque 4 m/s. Une chambre de tranquillisation est placée en amont de la veine d'expérience. Le rapport de contraction du convergent en entrée de la veine d'essai est de 17. Le taux de turbulence au centre de la veine d'essai vide est inférieur à 1.5%. Le canal de retour est équipé d'un système de refroidissement permettant de conserver une température constante au cours des mesures.

Les différents essais avec corps de Ahmed en canal hydrodynamique sont réalisés à une vitesse de l'écoulement amont de 3 m/s, soit un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du corps de $Re_H = 2.4 \times 10^5$.

Le canal est réalisé principalement en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) et en polypropylène, ces matériaux étant chimiquement inertes et électriquement neutres. L'utilisation d'un moteur à courant continu garantit la non perturbation des mesures électro-

1. Laboratoire de Thermique, Écoulements, Mécanique, Matériaux, Mise en forme et PrOduction

chimiques par son fonctionnement.



Figure 2.1 – Veine d'essai du canal hydrodynamique polarographique avec maquette.

2.2 Soufflerie subsonique

Le chapitre 4 repose essentiellement sur des campagnes d'essai réalisées dans la soufflerie subsonique à retour (figure 2.2).

La veine d'essai mesure 10 m de long et a une section de $2 \times 2 \text{ m}^2$. La vitesse maximale au sein de la veine d'essai, en dehors de la couche limite, est de 60 m/s avec un taux de turbulence de l'ordre de 0.5%. Le ventilateur a un diamètre de 4.8 m, sa puissance est de 200 kW, et son débit maximal est de $240 \text{ m}^3/\text{s}$, celui-ci est placé dans le canal de retour, dont la section est de $5 \times 5 \text{ m}^2$. Les vitesses d'écoulement extérieur utilisées dans les présentes expérimentations autour du corps de Ahmed sont de 16 et 40 m/s, soit $Re_H = 3.1 \times 10^5$ et 7.7×10^5 .

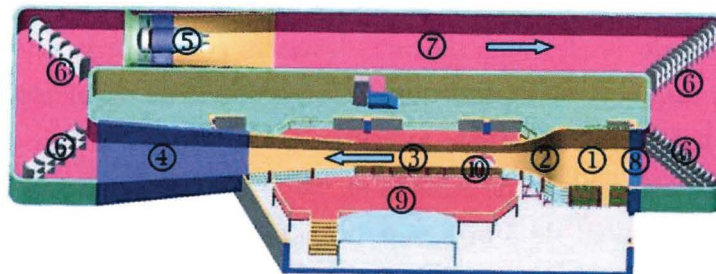


Figure 2.2 – Plan de la soufflerie subsonique à veine de retour du laboratoire TEMPO : 1. Chambre de tranquillisation, 2. Convergent, 3. Veine d'expériences, 4. Diffuseur, 5. Groupe moto-ventilateur, 6. Déflecteurs, 7. Canal de retour, 8. Nid d'abeille - Filtre, 9. Salle de commande, 10. Balance aérodynamique.

2.3 Modèles géométriques

Différentes maquettes ont été utilisées pour les expérimentations. Le modèle employé lors des campagnes d'essai correspond au modèle défini par Ahmed *et al.* [2], figure 1.3, avec hayon arrière incliné à 25° . Dans la suite du document, l'origine des coordonnées est fixée au point médian de l'arête séparant le pavillon du corps de la lunette arrière. Les directions sont celles proposées dans la figure 2.3.

2.3.1 Corps de Ahmed échelle 0.28

Les essais en canal hydrodynamique sont effectués avec un corps de Ahmed à l'échelle 0.28. Ce modèle est réalisé en résine par prototypage rapide (photopolymérisation).

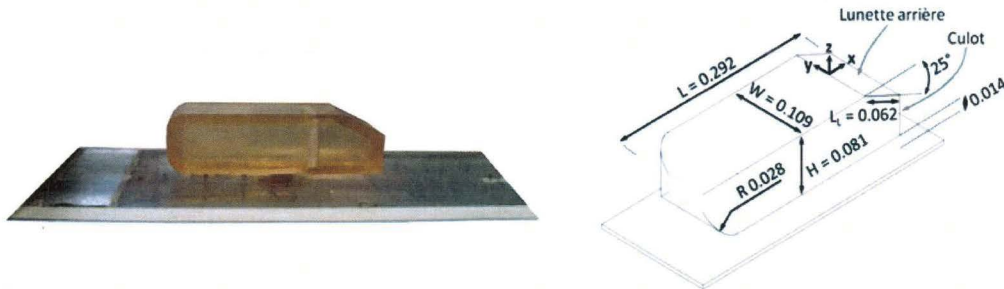


Figure 2.3 – Maquette et schéma du modèle à l'échelle 0.28, les dimensions sont données en mètre.

La maquette est composée de deux éléments. La partie avant comprend le nez et la majeure partie du corps. Contrairement au modèle initialement défini par Ahmed *et al.* [2], la maquette ne repose pas sur des pieds, mais sur un profil d'aile de type NACA0018, de longueur 0.15 m et de largeur 0.027 m, figure 2.4. La présence de ce profil permet le passage des connectiques nécessaires à l'instrumentation de la maquette en sondes polarographiques sans pour cela faire obstruction à l'écoulement de soubassement. La partie avant permet de fixer le culot du corps. Deux culots ont été utilisés. Le premier correspond au cas de référence avec hayon arrière incliné à 25° et est instrumenté avec des sondes polarographiques. Le second n'est pas instrumenté et est surmonté d'un déflecteur (*cf.* chapitre 4). Le taux de blocage résultant de la présence de cette maquette dans la veine d'essai du canal hydrodynamique est de l'ordre de 10%.

L'instrumentation en sondes polarographiques du culot est réalisée par l'intégration d'une plaque de plexiglas dans laquelle les sondes ont été insérées une à une, figure 2.5(a). La plaque a ensuite été polie de manière à limiter la rugosité de la surface et à obtenir un contour des sondes relativement circulaire, figure 2.5(b). Le détail de la position des différentes sondes est présenté dans le chapitre 3.

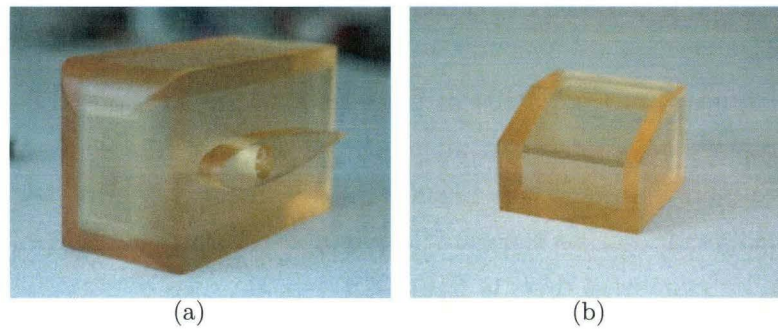


Figure 2.4 – Maquette échelle 0.28 : partie avant (a) et culot du cas de référence, avant instrumentation en sondes polarographiques (b).

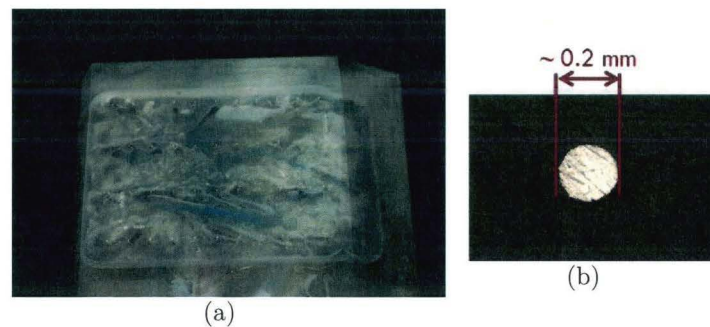


Figure 2.5 – Plaque rapportée constituant la partie du culot instrumentée en sondes polarographiques (a) et détail d'une sonde polarographique placée sur la lunette, après polissage (b).

2.3.2 Corps de Ahmed échelle 1

Les mesures en soufflerie sont réalisées avec une maquette du corps de Ahmed à l'échelle 1, figure 2.6. Celle-ci est constituée majoritairement d'un assemblage de panneaux de fibre de bois à densité moyenne (MDF). Elle repose sur quatre pieds cylindriques.

Une rainure a été réalisée en fin de pavillon afin d'intégrer les différents déflecteurs utilisés dans le chapitre 4. Une plaque de métal de l'épaisseur de la rainure, biseautée à 25° , est placée dans cette rainure dans le cas de référence, sans contrôle. Ceci permet également de maîtriser la géométrie de l'arête entre le pavillon et la lunette, qui est un paramètre pouvant influencer l'écoulement (*cf.* [62, 44]). Les dispositifs de contrôle par déflecteur sont décrits dans le chapitre 4.

Au sein de la section d'essai de la soufflerie, cette maquette représente un taux de blocage d'environ 3%.

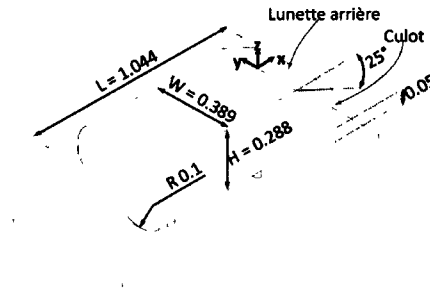


Figure 2.6 – Schéma de la maquette à l'échelle 1, les dimensions sont données en mètre.

2.4 Mesure des efforts aérodynamiques

La soufflerie est équipée d'une balance six composantes externe placée sous le plancher (repérée 10 sur la figure 2.2). La balance est constituée de deux parties, la première est fixe et repose sur le sol du bâtiment, la seconde est séparée de la première par l'intermédiaire de trois butées hydrostatiques permettant la sustentation de cette partie mobile afin de la découpler du sol. Les efforts induits sur le modèle sont ensuite déterminés par six jauges de contraintes ; nous ne considérons ici que les efforts de traînée et portance. Les coefficients aérodynamiques sont définis par :

– coefficient de traînée :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho S_{Frontale} U_0^2} \quad (2.1)$$

– coefficient de portance :

$$C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho S_{Frontale} U_0^2} \quad (2.2)$$

L'erreur commise sur la mesure dépend à la fois de la tolérance de la cellule de force, fournie par le constructeur, et de la qualité de la sustentation. La tolérance propre au capteur constitue une partie relativement négligeable de l'erreur de mesure. La pesée est en effet fortement tributaire de la réalisation de la sustentation. Des essais successifs ont permis d'estimer l'erreur globale à 0.6 N, soit une erreur sur les coefficients de traînée et de portance de l'ordre de 0.03 à $Re_H = 3.1 \cdot 10^5$ et 0.006 à $Re_H = 7.7 \cdot 10^5$.

2.5 Visualisation par enduit visqueux

Des visualisations des lignes de frottement pariétales moyennes ont été effectuées à $Re_H = 7.7 \cdot 10^5$ avec une préparation d'huile de paraffine, d'oxyde de titane et d'acide oléique. L'huile de paraffine constitue le support gras, l'oxyde de titane fournit les pigments blancs, et l'acide oléique lie les différents composés. Après divers essais, la composition

retenue est d'environ 70% (en masse) d'huile de paraffine et 30% d'oxyde de titane, auxquels sont ajoutées quelques gouttes d'acide oléique (0.3% du mélange final). C'est véritablement le dosage de ce dernier ingrédient qui conditionne l'aspect final de la visualisation.

La lunette arrière du corps a été préalablement peinte en noir mat. L'enduit est appliqué à l'aide d'un rouleau de peinture, en une couche de 0.5 mm d'épaisseur environ. Le ventilateur de la soufflerie est ensuite mis en route. Pour chaque cas, un temps suffisant, une demi-heure environ, est respecté afin de laisser l'écoulement imprimer les lignes de frottement pariétales moyennes sur la lunette. Après arrêt de la soufflerie des photographies de la lunette ont été réalisées depuis l'aval. Le plan de photographie n'étant pas parallèle à la lunette arrière, les images comportent de la perspective.

2.6 Mesure locale de vitesse

Des mesures de vitesse locales ont été effectuées au moyen de l'anémométrie à fil chaud, dans la soufflerie, et de l'anémométrie laser Doppler dans le canal hydrodynamique.

2.6.1 Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud, ou anémométrie à température constante (abrégiée en CTA, pour Constant Temperature Anemometry, ou HWA, pour Hot Wire Anemometry), repose sur la recherche d'un équilibre entre la puissance électrique nécessaire à la mise en chauffe par effet Joule d'un fil de tungstène-platine de faible diamètre (0.5 μm dans notre cas) et la puissance transférée à l'écoulement mesuré par convection forcée. Le faible diamètre du fil garantit la prépondérance de la convection dans la perte de puissance due au passage du fluide. Cet équilibre pourra donc s'écrire : $R_w \times I_w^2 = (T_w - T_e) \times \varphi$, où R_w est la résistance du fil, I_w est le courant le traversant, T_w est la température de chauffe du fil, T_e est la température de l'écoulement mesuré, φ représente l'effet de la convection forcée et dépend essentiellement de la vitesse de l'écoulement au point de mesure. Cet équilibre est réalisé à l'aide d'un pont de Wheastone qui influe directement sur la tension du fil ($U_w = R_w \times I_w$), et donc sur la puissance dégagée par effet Joule. En considérant que l'électronique réagit instantanément aux variations de vitesse de l'écoulement mesuré, et donc aux variations du flux convectif, la connaissance de la tension imposée au fil permet de connaître la vitesse de l'écoulement au point de mesure.

La très bonne réponse en fréquence de cette méthode, faiblement intrusive, lui confère une grande résolution temporelle. Dans la suite du document, nous ne l'utilisons aucunement pour déterminer des vitesses locales ou des moments statistiques associés, mais pour analyser les fluctuations de ces vitesses et donc les instationnarités présentes dans l'écoulement.

La sonde à fil chaud est placée dans l'écoulement à l'aval du corps de Ahmed, dans la soufflerie. Les résultats sont présentés au sein du chapitre 4. Le support de sonde est fixé sur un mât placé sur un système de déplacement automatique se translatant verticalement. Aucune vibration du mât n'est observée lors des mesures. La sonde utilisée est de type DANTEC 55P15. Il s'agit d'une sonde de type couche limite, le diamètre du fil est de $0.5 \mu\text{m}$, sa longueur est de 1 mm . La sonde est liée à un pont de Wheatstone, suivi d'une carte d'acquisition convertissant le signal analogique de tension en signal digital transmis à l'unité de contrôle. Le signal échantillonné est transmis au logiciel de traitement Streamline de DANTEC.

Afin de déterminer la correspondance entre tension U_w et vitesse de l'écoulement, le système doit être étalonné. Un système d'étalonnage automatisé permet cette calibration. Il s'agit en fait de mesurer différentes vitesses connues et ainsi associer les tensions d'équilibre du fil correspondant à ces vitesses. Une approximation polynomiale d'ordre 5 a été utilisée pour la calibration.

La fréquence d'échantillonnage utilisée est 1 kHz , le nombre d'échantillons pour chaque mesure est fixé à 300000 .

2.6.2 Anémométrie laser à effet Doppler

L'anémométrie laser à effet Doppler (abrégée en LDA ou LDV, pour Laser Doppler Anemometry / Velocimetry) est une méthode non-intrusive permettant la mesure locale de la vitesse de particules injectées dans un écoulement. Deux faisceaux laser monochromatiques, issus d'un même rayon source de longueur d'onde λ séparé en deux, inclinés d'un angle Θ , *cf.* figure 2.7(a), se croisent en un point. Leur intersection définit un volume de forme ellipsoïdale dans lequel apparaît un réseau de franges interférentielles, figure 2.7(b).

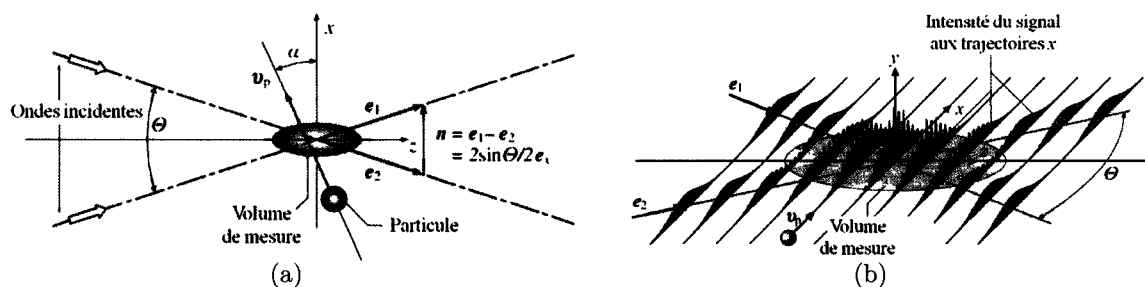


Figure 2.7 – Schéma des relations vectorielles utiles à la détermination de la fréquence Doppler (a) et génération de signal dans le volume de mesure, extrait de Tropea *et al.* [65] (b).

Lors du passage d'une particule au travers d'une frange brillante du réseau de franges interférentielles, la particule renvoie une partie de la lumière des deux faisceaux lasers à deux fréquences différentes de la fréquence initiale de la source laser. La différence entre ces deux fréquences, ou battement, est directement fonction de la vitesse de la particule, v_p , dans la direction perpendiculaire à la bissectrice de l'angle formé par les deux lasers

dans le plan défini par ces derniers (repérée x sur la figure 2.7(b)). La différence entre ces deux fréquences est également appelée fréquence Doppler, notée ici f_D . La lumière émise lors du passage d'une particule au sein du volume de mesure est recueillie par un récepteur et permet la détermination de la fréquence Doppler. Cette dernière s'exprime comme :

$$f_D = \frac{2\sin(\Theta/2)}{\lambda} \times (\vec{v}_p \cdot \vec{x}) \quad (2.3)$$

Seul le module de cette composante de vitesse ($\vec{v}_p \cdot \vec{x}$) est déterminé. Un cristal de verre est alors utilisé pour diviser en deux le faisceau laser source. Ce cristal est attaché à un oscillateur piézoélectrique. L'oscillation de ce cristal, appelé cellule de Bragg, génère des ondes acoustiques dont le décalage dû au passage de particules dans le volume de mesure permet de définir le sens de déplacement de ces particules.

Le système utilisé dans cette étude est un système DANTEC Flowlite, de longueur d'onde 532 nm (vert). Le système LDV est utilisé dans le canal hydrodynamique. Le volume de mesure, obtenu avec un focale de 400 mm est d'environ $0.12 \times 0.12 \times 2.5 \text{ mm}^3$. L'ensemencement de l'écoulement est réalisé à l'aide de particules d'iriodine dont le diamètre est compris entre 2 et 15 μm .

2.7 Mesure de champ aérodynamique

2.7.1 Vélocimétrie par images de particules standard

La vélocimétrie par images de particules (abrégiée en PIV, pour Particle Image Velocimetry) repose sur la détermination du déplacement de particules dans un plan. Ce déplacement est déterminé par la comparaison entre deux champs instantanés des positions de particules, injectées dans l'écoulement, obtenus dans un même plan à deux instants successifs rapprochés. Le déplacement, allié à la connaissance de l'intervalle temporel, suffisamment court, entre les deux instantanés permet de déterminer le champ des vitesses de particules présentes dans le plan de mesure. Le champ de positions des particules est obtenu par l'illumination durant un temps restreint du plan de mesure, enregistré par une caméra à capteur CCD synchronisée avec le laser. Un second plan laser est généré et enregistré par la caméra un court instant plus tard.

Ces deux images sont ensuite traitées. Elles sont découpées en zones d'interrogations, des ensembles restreints de pixels. Le couple "délai entre les deux images" et "taille de la zone d'interrogation" doit permettre un déplacement observé suffisant des particules, sans que ces dernières ne quittent la zone d'interrogation au cours de ce délai. Les vitesses sont obtenues par une corrélation spatiale de la zone d'interrogation entre les deux instants enregistrés. La méthode donne ainsi accès à un champ des projections de vitesses de

l'écoulement dans le plan laser, la méthode est de ce fait couramment désignée comme PIV 2-dimensions 2-composantes.

Le système utilisé ici est un ensemble TSI. Le logiciel de traitement utilisé est le logiciel Insight 3G. Les mesures par PIV standard ont été réalisées en trois plans distincts, représentés dans la figure 2.8 et résumés dans la table 2.1. Le plan laser est produit par un laser Nd-YAG double impulsion fonctionnant à une longueur d'onde de 532 nm (vert), à une fréquence de 7.25 Hz. L'énergie maximale de chaque impulsion laser est de 200 mJ pendant 8 ns. Le plan laser est généré par le positionnement d'une lentille demi-cylindrique divergente en sortie du faisceau laser permettant l'ouverture de la nappe laser, suivie d'une lentille hémisphérique convergente de grande longueur focale, limitant l'épaississement de la nappe laser à mesure que l'on s'éloigne de la source laser. Le délai entre deux impulsions laser est fixé de manière à ce que les particules présentes dans l'écoulement se déplacent d'un quart de la zone d'interrogation environ durant ce délai. Les tailles des champs mesurés dans les différents cas sont résumées dans la table 2.1. Il est à noter que le champ numéroté 1, réalisé dans le plan longitudinal médian du corps, est obtenu par l'assemblage de 5 champs de mesure. Lors du traitement, un taux de recouvrement des zones d'interrogation de 50% est appliqué afin de réduire l'espacement de la grille des vitesses, ceci ne modifie cependant pas la résolution spatiale. Dans tous les cas réalisés ici, la moyenne temporelle est obtenue à partir de 500 champs instantanés. L'ensemencement est obtenu par un générateur de fumée, le diamètre moyen des particules est d'environ 2.5 μm . Le diamètre moyen des particules sur l'image est d'approximativement 2 pixels, en accord avec les recommandations apportées par Prasad *et al.* [47]. Il en résulte une erreur de biais sur la particule d'environ 0.2 pixel. Ainsi, si l'on rapporte ce biais au déplacement moyen des particules dans l'écoulement non perturbé, l'erreur relative sur la vitesse est d'environ 3%. Une erreur statistique est également faite sur la vitesse moyennée, due au nombre de champs instantanés utilisés. Cette erreur peut être déterminée au moyen du théorème central limite (ou théorème de la limite centrale). Pour n champs instantanés, et pour un intervalle de confiance de 95%, l'incertitude sur la moyenne de vitesse est approximativement $\epsilon_n = 1.96 \times \sigma / \sqrt{n}$, où σ est l'écart-type de vitesse. Dans notre cas, avec $n = 500$, cette erreur statistique est inférieure à $10^{-2} \times U_0$ dans l'écoulement extérieur et atteint $3.4 \cdot 10^{-2} \times U_0$ dans le sillage. Cette estimation de l'erreur statistique a été confirmée par une étude de convergence réalisée à partir des mesure de PIV stéréoscopique dans le sillage du modèle, voir ci-après la figure 2.10.

2.7.2 Vélométrie par images de particules stéréoscopique

Le principe de la vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (abrégée en SPIV, pour Stereoscopic Particle Image Velocimetry) est identique à celui de la PIV standard, à la différence que l'acquisition est réalisée à présent par deux caméras. Ces deux caméras fixent un même plan laser, dont l'épaisseur doit être suffisante pour détecter un déplacement des

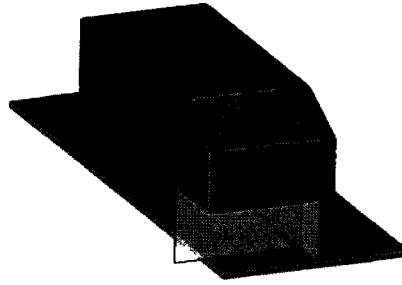


Figure 2.8 – Positions des plans de mesure par méthode PIV : 1. PIV en $y/W = 0$; 2. PIV stéréoscopique en $x/L = 0.40$; 3. PIV en $y/W = 0.25$; 4. PIV en $y/W = 0.44$.

	Position du plan de mesure	Taille du champ réel (m^2)	Taille du capteur CCD (pixels 2)	Zone d'interrogation (pixels 2)	Résolution spatiale (mm)
PIV (1)	$y/w=0.00$	0.190×0.255	1192×1600	24×24	3.8
PIV (3)	$y/w=0.25$	0.335×0.335	2048×2048	24×24	3.9
PIV (4)	$y/w=0.44$	0.335×0.335	2048×2048	24×24	3.9
SPIV (2)	$x/l=0.40$	0.400×0.365	2048×2048	32×32	6.3

Tableau 2.1 – Récapitulatif des conditions de mesures PIV. Les nombres entre parenthèses correspondent aux plans repérés dans la figure 2.8.

particules au travers du plan. Les deux caméras sont décalées angulairement par rapport à la perpendiculaire au plan laser, comme représenté sur la figure 2.9. Une paire d'images est acquise par chacune des caméras, permettant de déterminer deux champs instantanés de vecteurs vitesse en projection dans le plan de mesure de la caméra. La comparaison de ces vecteurs entre les deux champs décalés angulairement permet la reconstruction du vecteur réel à 3 composantes. La méthode est donc une méthode PIV 2-dimensions 3-composantes.

Le système employé ici est identique à celui décrit précédemment, auquel est ajoutée une caméra CCD supplémentaire. Le décalage angulaire des plans focaux des deux caméras, par rapport au plan laser, peut générer un défaut dû à la limitation de la profondeur de champ. Ce défaut est corrigé en introduisant un décalage angulaire entre l'objectif de la caméra et le capteur CCD, selon la loi optique de Scheimpflug. Le plan de mesure est représenté dans la figure 2.8 et décrit dans la table 2.1.

Comme mentionné précédemment, une étude de convergence a été réalisée à partir des mesures par PIV stéréoscopique dans le sillage du modèle de référence de notre étude, le corps de Ahmed. L'erreur commise sur la vitesse moyennée sur n champs instantanés est comparée à la moyenne de vitesse obtenue à partir de 1200 champs instantanés. Cette dernière vitesse est supposée être la vitesse moyenne réelle. Trois positions ont été retenues pour cette étude : au cœur de la structure tourbillonnaire longitudinale, à la périphérie de cette structure, et en dehors de cette structure. La figure 2.10 résume cette étude. L'erreur maximale observée lorsque $n = 500$ est ici de l'ordre de 2.5%.

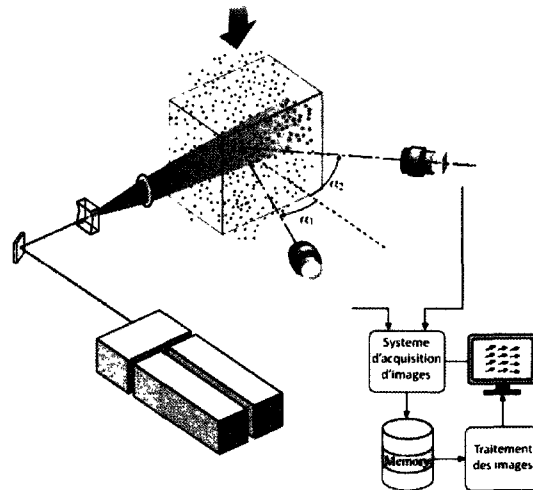


Figure 2.9 – Schéma de principe de la PIV stéréoscopique, extraite de Tropea *et al.* [65].

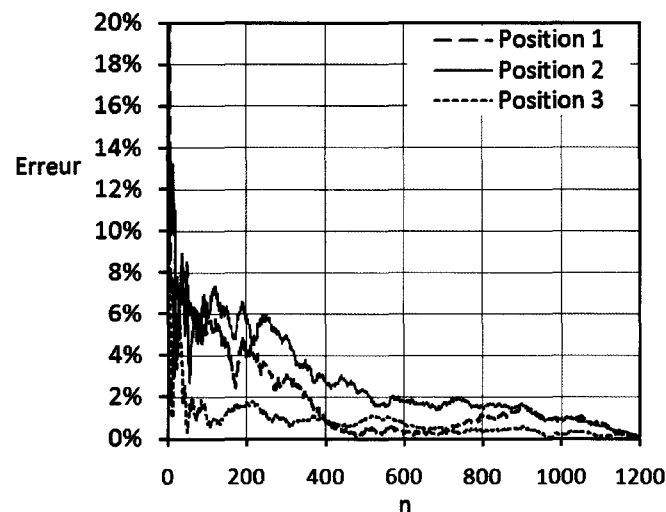


Figure 2.10 – Incertitude statistique sur la détermination de la moyenne de vitesse en trois points des champs SPIV en fonction du nombre de champs instantanés utilisés pour le calcul de cette moyenne.

2.7.3 Vélométrie volumétrique 3 composantes

La vélocimétrie volumétrique 3 composantes (abrégée en V3V, pour Volumetric 3-component Velocimetry), figure 2.11(a), est un système de mesure développé par TSI et permettant la mesure des trois composantes de vitesse dans un volume de lumière ; la méthode est donc une vélocimétrie 3-dimensions 3-composantes. Le volume de lumière est généré par le même laser que celui utilisé pour les autres méthodes de vélocimétries PIV. Deux lentilles semi-cylindriques divergentes sont placées en sortie de la source laser. Les axes de ces lentilles sont placés perpendiculairement à la source laser et perpendiculairement l'une par rapport à l'autre, permettant ainsi la génération d'un volume de mesure conique. De la même manière que la PIV stéréoscopique nécessite 2 caméras, cette méthode utilise 3 caméras. Après calibration, ces caméras permettent de situer toute particule capturée lors des acquisitions. Ces dernières sont similaires à la méthode PIV standard, un

couple d'images (en fait, il s'agit d'un couple de triplets d'images) séparées par un délai connu est acquis, l'observation du déplacement des particules permettant ainsi de déterminer le champ des vecteurs vitesse. Une grande différence provient de la méthode permettant d'extraire ces vecteurs ; il ne s'agit plus ici de corrélations spatiales effectuées sur une zone d'interrogation. Un triplet de particules est identifié sur la première acquisition, puis repéré sur la seconde. La déformation de ce triplet permet alors la détermination du vecteur vitesse correspondant au mouvement de ces particules, figure 2.11(b).

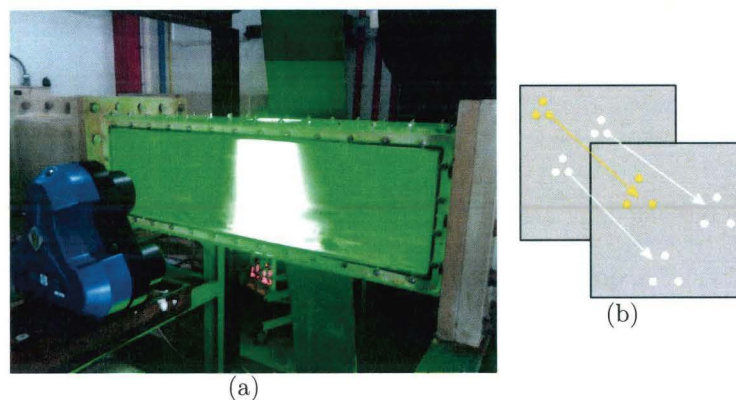


Figure 2.11 – Mesures par système V3V en canal hydrodynamique (a) et exploitation de triplets de particules pour la détermination du vecteur vitesse (b).

La position aléatoire de ces vecteurs détectés impose ensuite d'interpoler l'ensemble des vecteurs sur une grille qui sera commune à toutes les acquisitions, permettant ensuite de procéder aux différents traitements statistiques. La validation est donc moins évidente que lors de mesures par PIV standard et demande davantage de champs instantanés pour une convergence équivalente du champ moyenné. Elle donne cependant accès à une information nettement plus complète sur le champ aérodynamique étudié.

Le volume de mesure réalisé est d'environ $120 \times 60 \times 100 \text{ mm}^3$. Le champ moyen est réalisé à partir de 300 champs instantanés.

2.8 Mesure de pression totale par sonde de Kiel

La mesure de la pression totale peut s'effectuer par l'intermédiaire de différents types de sondes de pression. Cette mesure de pression totale est fortement tributaire de l'écart angulaire existant entre l'axe de la sonde et la direction de l'écoulement, figure 2.12(a). Les sondes de Kiel s'avèrent nettement moins sensibles à cet écart angulaire. L'erreur de mesure est inférieure à 2% lorsque l'angle entre l'axe de la sonde et la direction de l'écoulement est inférieur à 45° .

La mesure réalisée est en fait, dans notre cas, la mesure de la perte de pression totale entre un peigne de sondes de Kiel, figure 2.12(b), placé dans le sillage du modèle, en

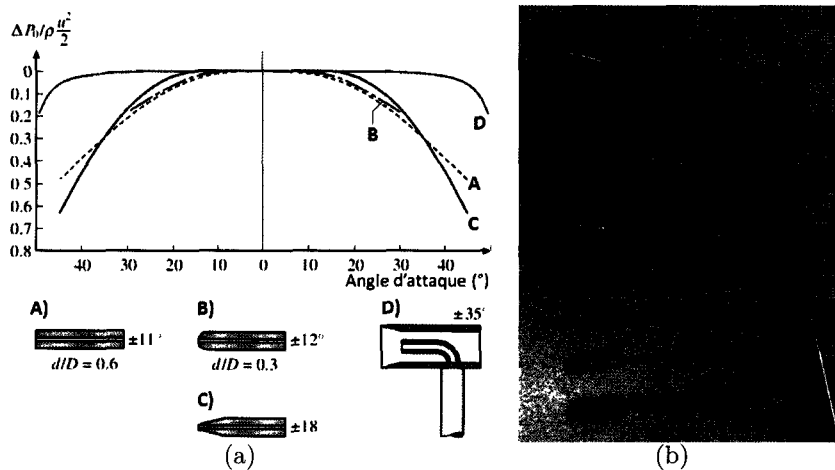


Figure 2.12 – Sensibilité de différents types de sonde de pression à l'incidence de la sonde vis-à-vis de l'écoulement (a) : A) sonde de Pitot avec extrémité droite, B) avec extrémité arrondie, C) avec extrémité fuselée, D) sonde de Kiel, figure extraite de Tropea *et al.* [65], d'après Chue [13] ; peigne de sondes de Kiel (b).

soufflerie, et une sonde de référence située en amont du modèle. Les mesures dans le sillage sont réalisées dans le même plan que celui utilisé pour la PIV stéréoscopique (plan yz , $x/L = 0.4$). Le peigne de sonde est mis en mouvement par un axe de déplacement motorisé.

2.9 Méthode électrochimique polarographique

Une importante proportion des résultats présentés dans ce document sont issus de mesures de frottement pariétal instationnaires obtenues par méthode électrochimique polarographique. Cette méthode de mesure repose sur les propriétés diffusionnelles de certains composés chimiques en solution. Une revue détaillée de la méthode a été proposée par Hanratty et Campbell [19].

2.9.1 Principe

Considérons un couple oxydant-réducteur en présence d'une électrode inattaquable. La réaction chimique propre à ce couple peut s'écrire :



où Ox correspond au composé oxydant, Red au composé réducteur, et n au nombre d'électrons mis en jeu dans cette réaction. En l'absence de polarisation de l'électrode, un potentiel d'équilibre apparaît sur l'électrode. Ce potentiel est fonction des concentrations des différentes espèces en présence. Lorsque cette même électrode est polarisée, ce potentiel

d'équilibre se voit déplacé. Lorsque le circuit est fermé, un courant électrique apparaît alors ; ce dernier résulte de la réaction d'oxydoréduction induite par la polarisation de l'électrode.

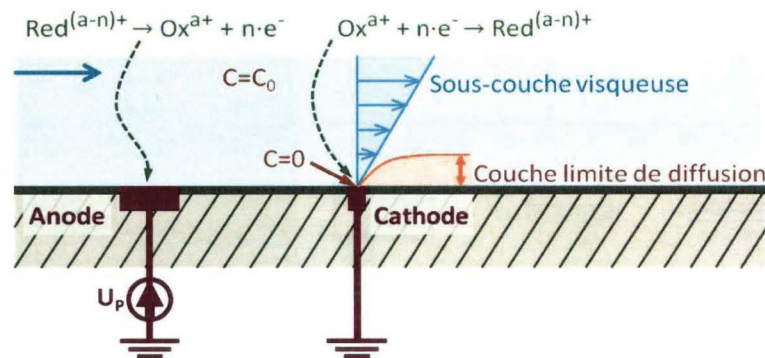


Figure 2.13 – Schéma de principe de la méthode.

La figure 2.13 présente un schéma générique de l'utilisation de la méthode. Une oxydation se produit au niveau de l'anode et une réduction a lieu au niveau de la cathode. Lorsque cette réaction d'oxydoréduction est suffisamment rapide, ce courant, autrement dit le transfert d'électrons, est limité uniquement par le déplacement des ions au sein de la solution. Ce déplacement des ions se fait :

- par migration, le mouvement des composés induit par le potentiel appliqué à l'électrode ;
- par diffusion massique de l'espèce active induite par le gradient de concentration en absence de mouvement de la solution ;
- par convection naturelle due à la présence de gradients de masse volumique liés aux gradients de concentration ;
- par convection forcée lors de la mise en mouvement de la solution.

L'utilisation d'une solution saturée en électrolyte neutre, ne réagissant pas à la polarisation de l'électrode, permet de supprimer l'effet du potentiel sur la diffusion de l'ion actif, éliminant de ce fait l'effet de migration. De plus, lorsque le fluide est en mouvement, la diffusion massique n'a plus lieu d'être prise en compte, et la convection naturelle devient négligeable devant la convection forcée. Le courant reçu par l'électrode n'est donc fonction que du mouvement de la solution. La connaissance de ce courant doit donc permettre de remonter au mouvement du fluide à proximité de l'électrode.

2.9.2 Application à la mesure du frottement pariétal

2.9.2.1 Bases théoriques

Comme nous l'avons précisé, la méthode est ici utilisée afin de déterminer le frottement pariétal au-dessus d'une électrode, en d'autres termes, le gradient pariétal de vitesse. Cette

mesure est avant tout basée sur la détermination du coefficient de transfert de l'électrode, qui peut être relié au gradient pariétal de vitesse.

Considérons une sonde rectangulaire de longueur L et de largeur l , affleurant une paroi inerte. En régime de diffusion contrôlée, le champ de concentration dans un fluide isovolume est donné par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(C) = \mathcal{D} \cdot \Delta C \quad (2.5)$$

où \mathcal{D} est le coefficient de diffusion, C est la concentration de l'espèce active, et \vec{U} est le vecteur de vitesse de l'écoulement local. Les conditions limites associées au problème sont un gradient de concentration nul $\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ sur la paroi inactive, $C = C_0$ loin de l'électrode, et $C = 0$ sur l'électrode.

Pour le cas d'un champ homogène de gradient pariétal de vitesse, on suppose que les électrodes sont de petite taille comparé aux longueurs d'ondes des plus petites perturbations spatiales du champ des vitesses, et que l'amplitude de ces perturbations est petite relativement à la valeur ponctuelle au centre de l'électrode. Dans ces conditions, seuls interviennent les deux paramètres S_x et S_z qui sont les projections du gradient pariétal de vitesse dans les directions x et z . En effet, le tenseur gradient de vitesse se réduit, compte tenu des conditions de non-glissement à la paroi, en un vecteur dont seules les composantes S_x et S_z ne sont pas nulles. En développant le champ des vitesses au voisinage de la paroi en série de Taylor au premier ordre et en tenant compte de l'équation de continuité, on obtient :

$$\begin{cases} U_x = yS_x \\ U_y = 0 \\ U_z = yS_z \end{cases} \quad (2.6)$$

En mêlant les équations 2.5 et 2.6, on obtient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + yS_x \frac{\partial C}{\partial x} + yS_z \frac{\partial C}{\partial z} = \mathcal{D} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (2.7)$$

Le coefficient de transfert K_i sur une partie A_S , de l'électrode est déterminé par :

$$K_i = \frac{\mathcal{D}}{A_S C_0} \int \int_{A_S} \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} dA \quad (2.8)$$

Ces deux dernières équations peuvent être adimensionnées, pour cela, Py [49] propose les changements de variables suivants :

$$\begin{aligned} C^+ &= \frac{C}{C_0}, & x^+ &= \frac{x}{l}, & y^+ &= \frac{y \tilde{S}^{2/3}}{l}, & S^+ &= \frac{Sl^2}{\mathcal{D}}, \\ t^+ &= \frac{t\mathcal{D}\tilde{S}^{2/3}}{l}, & n^+ &= \frac{nl^2}{\mathcal{D}\tilde{S}^{2/3}}, & K_i^+ &= \frac{K_i l}{\mathcal{D}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

\tilde{S} est un gradient pariétal réduit à choisir suivant les cas et n est une fréquence. L'équation de diffusion convection peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial C^+}{\partial t^+} + \frac{y^+}{\tilde{S}} S^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} = \frac{1}{\tilde{S}^{2/3}} \frac{\partial^2 C^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} \quad (2.10)$$

et le coefficient de transfert :

$$K_i^+ = \frac{\tilde{S}^{1/3}}{A_S} \int \int_{A_{S_i}} \left(\frac{\partial C^+}{\partial y^+} \right)_{y^+=0} dA_{S_i} \quad (2.11)$$

avec pour conditions aux limites : $C^+ = 1$ sur la sonde polarographique, $C^+ = 0$ à l'infini, $\left(\frac{\partial C^+}{\partial y^+} \right)_{y^+=0} = 0$ sur la paroi inerte.

2.9.2.2 Sondes simples en régime permanent

Pour un écoulement bidimensionnel permanent, l'équation 2.10 se simplifie. En négligeant la diffusion tangentielle, elle s'écrit :

$$\frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} = y^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} \quad (2.12)$$

La sensibilité des sondes simples au gradient pariétal de vitesse a été déterminée par Reiss et Hanratty [53] et par Mitchell et Hanratty [43]. Le coefficient de transfert de masse pour une électrode d'allongement infini suivant l'axe z est donné par :

$$K^+ = 0.807 |S_x^+|^{1/3} \quad (2.13)$$

En pratique, cette équation est appelée solution de Levêque [35]. En régime stationnaire, on obtient alors :

$$I = 0.807 n \mathcal{F} C_0 A_S \frac{\mathcal{D}}{l} \left(\frac{S_x l^2}{\mathcal{D}} \right)^{1/3} \quad (2.14)$$

Ainsi, on peut déduire le gradient pariétal de vitesse S_x :

$$S_x = \frac{l}{\mathcal{D}^2} \left(\frac{I}{0.807 n \mathcal{F} C_0 A_S} \right)^3 \quad (2.15)$$

Dans le cas où $1 \leq S^+ \leq 1000$, le terme de la diffusion tangentielle ne peut pas être négligé. Une correction a été proposée par Ling [37] :

$$K^+ = 0.807 S_x^{+1/3} + 0.19 S_x^{+1/6} \quad (2.16)$$

Lorsque $S_x^+ > 5000$, le terme correctif devient négligeable.

Reiss et Hanratty [53] ont montré qu'une sonde circulaire de diamètre d se comporte en régime permanent comme une sonde rectangulaire de longueur équivalente $l_e = 0.81356d$. Py et Gosse [50] ont montré que la diffusion tangentielle peut être négligée pour $S^+ \geq 1000$.

Les sondes polarographiques ayant une largeur non négligeable, Mitchell et Hanratty [43] mettent en évidence la nécessité de corriger l'amplitude de fluctuation lorsque la sonde ne possède pas une largeur W restreinte devant la dimension transverse des échelles des structures pariétales Λ_z . Des corrélations entre sondes suffisamment petites devant ces échelles, et dont l'éloignement transverse est considéré, leur permettent de définir la correction à apporter aux fluctuations dans le cas de sondes "larges". Ils établissent une courbe liant le rapport W/Λ_z au rapport entre variance réelle du coefficient de transfert et variance mesurée de ce coefficient de transfert.

2.9.2.3 Sondes simples en régime instationnaire

Les écoulements étudiés en pratique sont principalement instationnaires, on ne peut donc pas leur appliquer la solution de Levêque. Les fluctuations du champ de vitesses peuvent dans ces cas ne pas être captées par la méthode, du fait de l'inertie de la couche limite de concentration. Le gradient pariétal de vitesse peut être évalué à l'aide de différentes approches.

Dans le cas d'un écoulement permanent en moyenne, il est possible d'appliquer la décomposition de chaque grandeur en une somme de termes moyen et fluctuant. Pour une grandeur quelconque G , on écrira $G = \bar{G} + g$.

Lorsque ces fluctuations sont petites, il est possible de linéariser l'équation de diffusion convective. Le principe de superposition peut s'appliquer. Le champ de concentration fluctuant c provoqué par S_x et S_z est la somme des champs fluctuants c_x et c_z provoqués respectivement par s_x seul et s_z seul :

$$c = c_x(s_x) + c_z(S_z) \quad (2.17)$$

où c_x et c_z sont les solutions de :

$$\frac{\partial c_x}{\partial t} = \frac{1}{\bar{S}^{2/3}} \left(\frac{\partial^2 c_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial^2 c_x}{\partial y^2} - y \frac{\partial c_x}{\partial x} + \frac{S_x}{\bar{S}} y \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial c_z}{\partial t} = \frac{1}{\bar{S}^{2/3}} \left(\frac{\partial^2 c_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2 c_z}{\partial y^2} - y \frac{\partial c_z}{\partial z} + \frac{S_z}{\bar{S}} y \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (2.19)$$

avec les conditions limites : $c_x = c_z = 0$ sur l'électrode et $\frac{\partial c_x}{\partial y} = \frac{\partial c_z}{\partial y}$ sur la paroi inerte.

La première de ces deux équations a été résolue par différents auteurs, parmi lesquels Mitchell et Hanratty [43] ou Ambari *et al.* [3]. La seconde équation a été résolue par Kaprawi [23] pour une sonde rectangulaire et par Tournier [64] pour une sonde circulaire.

Pour des fluctuations de plus grandes amplitudes, la linéarisation de la diffusion convective ne peut être réalisée. Il faut donc résoudre l'équation de diffusion convective pour chacune des espèces mises en jeu. De plus, lorsque les valeurs du gradient pariétal de vitesse sont proches de zéro, la diffusion tangentielle peut ne plus être négligeable. Deux approches

peuvent alors être envisagées : la méthode dite "de Sobolík" ou la méthode de transfert de masse inverse.

Une méthode de calcul du gradient pariétal de vitesse a été proposée par Sobolík *et al.* [59], basée sur la correction de la solution quasi-stationnaire à partir de la réponse de la sonde électrochimique en régime transitoire. Ils obtiennent la relation suivante :

$$S_c(t) = S_q(t) + \frac{2}{3}t_0 \left(\frac{\partial S_q}{\partial t} \right) \quad (2.20)$$

où $S_q(t)$ correspond au gradient pariétal de vitesse mesuré en quasi-stationnaire, $\frac{\partial S_q}{\partial t}$ représente la variation du gradient pariétal de vitesse par rapport au temps, et t_0 est le temps caractéristique de la sonde marquant le passage du régime transitoire au régime quasi-stationnaire.

$$t_0 = \left(\frac{\alpha_{sp}}{I} \right)^2 \quad (2.21)$$

α_{sp} est l'asymptote de Cottrell, et :

$$\alpha_{sp} = n\mathcal{F}C_0A_S \left(\frac{D}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

Cette dernière équation associée à l'équation de la solution de Levêque 2.14 donne :

$$t_0 = 0.428 \left(\frac{d^2}{DS^2} \right)^{1/3} \quad (2.23)$$

S_c donne ainsi la valeur corrigée du gradient pariétal de vitesse en tenant compte des effets d'inertie de la sonde électrochimique. Cette relation a été vérifiée expérimentalement par Sobolík *et al.* [59], Tihon et Sobolík [63] ou plus récemment par Zidouh *et al.* [69]. Tihon et Sobolík [63] précisent que cette relation permet de calculer le gradient pariétal de vitesse instantané pour des fluctuations importantes de l'écoulement. Rehimy [51] observe que cette méthode sous-estime les fluctuations du gradient pariétal de vitesse à faibles valeurs de S^+ .

La méthode de transfert de masse inverse a été introduite par Mao et Hanratty [40], puis par Maquinghen [41], Rehimy *et al.* [52]. Elle a été appliquée avec succès dans le cas d'un cylindre en rotation [31] et d'un écoulement transitoire turbulent [69]. Une inversion temporelle peut être réalisée par une estimation séquentielle basée sur la recherche d'une fonctionnelle minimisant l'écart entre le courant limite de diffusion mesuré et celui simulé en résolvant le problème direct.

L'application de l'estimation séquentielle suppose connue la variation du frottement aux instants $t^+ \leq t_0^+$ et une bonne adaptation des données ($K_{num}^+ \cong K_{exp}^+$) à ces instants. Alors, le gradient pariétal de vitesse $S^+(t_0^+ + 1)$ est par la suite estimé à partir de la valeur expérimentale $K_{exp}^+(t_0^+ + 1)$. Si S_0^+ est une valeur estimée du gradient pariétal de vitesse

”vrai”, on peut écrire en utilisant un développement de Taylor à l'ordre 1 :

$$K_{exp}^+(t_0^+ + 1) = K_{num}^+(t_0^+ + 1) + [S^+(t_0^+ + 1) - S_0^+(t_0^+ + 1)] \left(\frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)} \quad (2.24)$$

Le gradient de vitesse à l'instant $t_0^+ = 1$ est ainsi donné par :

$$S^+(t_0^+ + 1) = S_0^+(t_0^+ + 1) + \frac{K_{exp}^+(t_0^+ + 1) - K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)}{\left(\frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)}} \quad (2.25)$$

S_0^+ désigne une première estimation du gradient pariétal de vitesse à l'instant $t_0^+ + 1$, K_{num}^{+0} est la valeur du flux de masse à ce même instant en supposant que le gradient pariétal de vitesse est S_0^+ , et S^+ désigne l'estimation finale du gradient pariétal de vitesse.

Le champ de concentration à l'instant $t_0^+ + 1$ est recalculé en utilisant le gradient de vitesse nouvellement calculé $S^+(t_0^+ + 1)$. Ainsi, le flux de masse $K_{num}^+(t_0^+ + 1)$ est connu et il est plus proche de la valeur expérimentale que $K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)$.

2.9.3 Mise en œuvre de la méthode

La tension de polarisation est choisie par l'établissement d'un polarogramme, la courbe d'évolution du courant reçu par l'électrode en fonction de la tension de polarisation, figure 2.14. Sur cette figure, la zone de 1 à 2 présente une concentration de réactif à la surface de l'électrode non nulle. La zone 3 à 4 voit intervenir des réactions supplémentaires comme par exemple l'électrolyse de l'eau. La zone de 2 à 3 est caractérisée par une concentration de réactif maintenue nulle à la surface de l'électrode, la réaction est alors en régime de diffusion contrôlée. La tension de polarisation à appliquer devra ainsi appartenir à cette zone de plateau correspondant à un courant limite. La valeur de ce courant limite I est donnée par la relation :

$$I = nFA_S C_0 K \quad (2.26)$$

où n est le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction, \mathcal{F} est la constante de Faraday, A_S est l'aire de la surface active de l'électrode, C_0 est la concentration de l'espèce active loin de la sonde, et K est le coefficient de transfert de masse.

Différentes solutions permettent la réaction exposée précédemment. Seules quelques unes sont adaptées à la métrologie pariétale. La solution polarographique doit permettre une réaction instantanée et réversible de manière à ce que la cinétique de la réaction n'intervienne pas dans les mesures. La réaction doit induire un maximum de courant électrique pour un minimum d'ions transportés. La solution doit également avoir un comportement newtonien, afin de linéariser les composantes de la vitesse. Elle doit en outre être stable

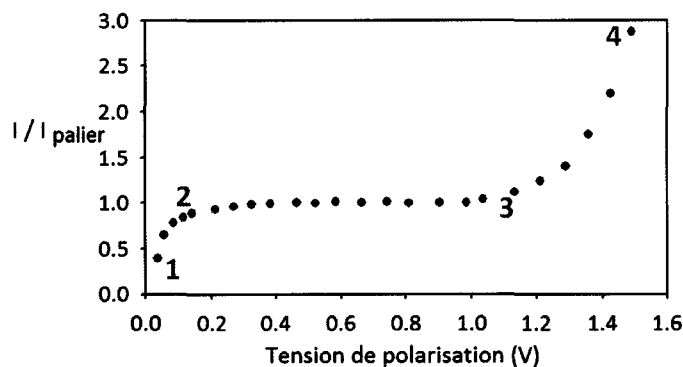
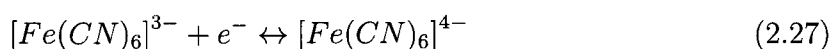


Figure 2.14 – Exemple de polarogramme

masse volumique ρ	1024 kg/m ³
viscosité cinématique ν	$1.025 \cdot 10^{-6}$ m ² /s
coefficient de diffusion \mathcal{D}	$7.45 \cdot 10^{-10}$ m ² /s

Tableau 2.2 – Propriétés physiques de la solution polarographique.

dans le temps et peu sensible à la lumière. Enfin, le polarogramme doit présenter un palier de diffusion contrôlée net. Le couple ferri-ferrocyanure est un intéressant compromis ; la réaction correspondante s'écrit :



C'est ce couple que nous retenons pour la mise en œuvre de la méthode dans notre cas. La solution polarographique utilisée est réalisée à partir d'un mélange équimolaire de ce couple à 10 mol/m³. L'électrolyte neutre doit lui aussi être choisi, nous utilisons ici le sulfate de potassium (K_2SO_4). La table 2.2 propose les principales propriétés physiques de la solution polarographique employée.

Nous n'employons dans cette étude que des sondes polarographiques simples circulaires, du fait notamment des contraintes d'intégration de ces sondes à la maquette utilisée. Il est à noter que la littérature présente également des sondes doubles, ou différentielles, et triples, qui permettent la mesure du module et du sens du gradient pariétal de vitesse.

Les sondes simples utilisées ici étant en nombre important, l'anode doit proposer une surface très supérieure à celle des sondes, afin de ne pas être une limite aux transferts au niveau des électrodes. Les sondes circulaires utilisées sont en platine et ont un diamètre d'environ 0.2 mm.

L'anode consiste ici en une feuille de platine placée au sein de la section d'essai.

L'acquisition du courant lors de la mesure se fait par l'intermédiaire de convertisseurs courant-tension, réalisés à l'aide d'amplificateurs opérationnels. La résistance du convertisseur est choisie de manière à maximiser la tension de sortie en fonctionnement sans pour autant arriver à saturation du convertisseur. Les convertisseurs courant-tension sont suivis d'un système d'acquisition de tensions. L'échantillonnage est réalisé jusqu'à 1 kHz.

Une correction par méthode de Sobolík est ensuite appliquée aux signaux de coefficient de transfert, avant d'être interprétés en signaux de frottement pariétal. Une correction due à la dimension transversale de la sonde est également appliquée.

2.10 Méthodes d'analyse

Nous ne développerons pas dans cette partie les méthodes conventionnelles d'analyse telles que les analyses statistique, de Fourier, ou corrélatoire. Nous nous intéressons plus en détail à deux méthodes d'analyse particulières : l'analyse conditionnelle et l'analyse par transformée en ondelettes.

2.10.1 Moyennes conditionnelles

Cette méthode d'analyse est basée sur la décomposition de Reynolds d'une quantité (X) en une composante moyenne (\overline{X}), une composante cohérente ($\langle X \rangle$) et une composante résiduelle (X_r) : $X = \overline{X} + \langle X \rangle + X_r$. La partie fluctuante du signal est donc définie comme $X' = \langle X \rangle + X_r$.

Considérons plusieurs signaux temporels obtenus simultanément. L'un de ces signaux sera désigné comme signal de référence. Le choix de ce signal de référence est d'autant plus judicieux que ce dernier présente des phénomènes cohérents significatifs. La détection de ces évènements cohérents du signal de référence permet l'étude des évènements apparaissant simultanément dans les autres signaux considérés.

La méthode retenue pour la détection des évènements cohérents du signal de référence est ici la méthode introduite par Lu et Willmarth [38] utilisée initialement pour la détection des phénomènes de burst dans la région pariétale. Cette technique repose sur la définition d'un évènement comme le dépassement par la fluctuation du signal d'un seuil fixé. Ce seuil devra être défini de manière appropriée. La détection pourra par exemple être réalisée lorsque la fluctuation du signal ($X - \overline{X}$) dépasse une valeur basée sur l'écart type du signal : $(X - \overline{X}) > L \times \sigma_X$, où $L (> 0)$ est un niveau à choisir arbitrairement et σ_X est l'écart-type du signal. La détection est alors réalisée sur l'apparition d'évènements positifs. Les évènements négatifs pourront être détectés comme : $(X - \overline{X}) < -L \times \sigma_X$.

Luchik et Tiederman [39] ont ajouté à cette détection une condition de sortie afin d'éviter de détecter plusieurs fois un même évènement qui aurait fluctué autour de la valeur du seuil de détection. Tant que cette condition de sortie n'est pas remplie, un autre évènement ne peut pas être détecté. Typiquement, si la détection est faite sur les évènements positifs $(X - \overline{X}) > L \times \sigma_X$, la condition de sortie peut être déterminée comme : $(X - \overline{X}) \leq \alpha L \times \sigma_X$, où $0 < \alpha < 1$. Dans le cas d'une détection des évènements négatifs, la condition de sortie peut être : $(X - \overline{X}) \geq -\alpha L \times \sigma_X$.

Un signal de détection $D(t)$ peut alors être défini, $D(t) = 1$ lorsqu'un évènement est détecté, et ce jusqu'à ce que la condition de sortie soit atteinte, dès lors $D(t) = 0$. Une fois le signal de détection extrait, la moyenne d'ensemble d'un second signal Y réalisée à partir de la détection des évènements du signal X sera calculée comme :

$$\langle Y'(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y'(t_i + T) \quad (2.28)$$

où N est le nombre d'évènements détectés, t_i correspond au temps de détection, i variant de 1 à N , et T est un décalage temporel par rapport à l'instant de détection. La moyenne conditionnelle du signal Y sera alors le signal $\langle Y'(t) \rangle$ pour T variant par exemple de $-\Delta t$ à $+\Delta t$.

Dans la suite du document, les seuils de détection ont été fixés à $L = 1$ et $\alpha = 0.25$.

2.10.2 Transformées en ondelettes

La transformée en ondelette consiste en une transformation temps-fréquence. Elle est introduite par Morlet [45]. De manière schématique, il s'agit de comparer une allure de signal temporel, l'ondelette analysante, avec un signal donné. La forme de cette allure est modulée dans le domaine temporel, elle est en fait dilatée ou compressée. Lorsque cette allure présente une forme de périodicité, la modulation dans le domaine temporel pourra être assimilée à une variation de la fréquence de cette périodicité. En corrélant cette ondelette, dans le cas d'une modulation donnée, avec le signal analysé en déplaçant l'ondelette le long de ce signal, on parvient à exprimer la similitude existant entre le signal analysé et l'ondelette analysante, à une fréquence fixée, dans le domaine temporel. À présent, si cette opération est répétée pour différentes modulation, et donc différentes fréquences, on pourra représenter la corrélation du signal avec l'ondelette dans le domaine temporel et fréquentiel. La cartographie correspondante fera donc apparaître les instants où le signal est similaire à une ondelette à une fréquence donnée.

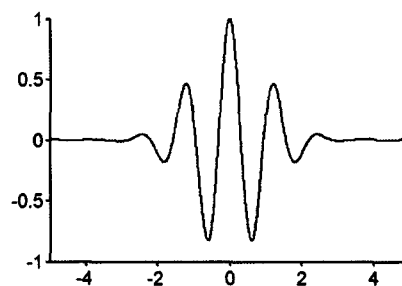


Figure 2.15 – Ondelette analysante de Morlet.

De manière plus formelle, considérons une ondelette $\psi(t)$ et un signal à analyser $s(t)$.

Le coefficient d'ondelette de $s(t)$ est noté $C(a, b)$. Il est défini par :

$$C(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_0^{+\infty} s(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt \quad (2.29)$$

où ψ^* désigne le complexe conjugué de ψ . Le paramètre b est ici homogène à un temps et a est homogène à une fréquence. La transformée en ondelettes consiste en une fonction S qui associe aux paramètres a et b la valeur du coefficient $C(a, b)$ de l'ondelette analysante (appelée aussi ondelette mère) $\psi_{a,b}$ dans la décomposition du signal. b est le paramètre de localisation temporelle et $1/a$ est le paramètre de fréquence. Différents types d'ondelettes peuvent être utilisées, on peut citer notamment les ondelettes dites "de Morlet", "mexicaine" ou encore "de Meyer". Après confrontation de différentes ondelettes aux signaux analysés dans notre étude, notre choix se porte sur l'ondelette de Morlet. Elle est définie comme :

$$\psi(t) = e^{ict} e^{-\frac{\alpha^2 t^2}{2}} \quad (2.30)$$

avec $c = 5$ et $\alpha = 1$. Elle est représentée dans la figure 2.15.

Chapitre 3

Caractérisation pariétale instationnaire par méthode polarographique

Un manque dans la littérature est observé concernant la caractérisation de l'interaction entre structures à proximité de la paroi de la lunette arrière, phénomène qui participe grandement à la complexité de l'écoulement et qui est probablement d'un intérêt majeur pour la mise au point de stratégies de contrôle efficaces de l'écoulement en vue de réduire la traînée du corps. Nous focalisons donc notre investigation de l'écoulement sur les instationnarités présentes à la paroi de la lunette arrière, et ce notamment afin d'affiner la compréhension du phénomène d'interaction existant entre les structures tourbillonnaires longitudinales se développant le long de l'arête latérale de la lunette et le bulbe décollé naissant sur l'arête supérieure de la lunette. Cette étude est réalisée par mesure du frottement pariétal instationnaire au moyen de la méthode électrochimique polarographique.

Comme nous l'avons précisé précédemment dans le chapitre 1, Krajnović et Davidson [28] ont mis en évidence, par simulation numérique aux grandes échelles, l'indépendance au nombre de Reynolds de l'écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° , pour un nombre de Reynolds, basé sur la hauteur du corps et noté Re_H , supérieur (ou équivalent) à 2×10^5 .

Ils proposent en outre une cartographie des lignes de frottement pariétal moyennes (figure 1.8) sur la lunette arrière du corps pour un écoulement à $Re_H = 2 \times 10^5$.

Le nombre de Reynolds Re_H utilisé dans notre étude en canal hydrodynamique est relativement proche, $Re_H = 2.4 \times 10^5$, de celui utilisé par Krajnović et Davidson. Nous représentons sur la figure 3.1 la répartition des sondes polarographiques intégrées à la lunette de la maquette, sur la cartographie des lignes de frottement moyennes proposée par Krajnović et Davidson. Nous mettons également en évidence sur cette figure les limites des zones d'impact des principales structures tourbillonnaires présentes à la paroi de la lunette arrière. Ces zones d'impact sont également repérées par différentes couleurs : en vert

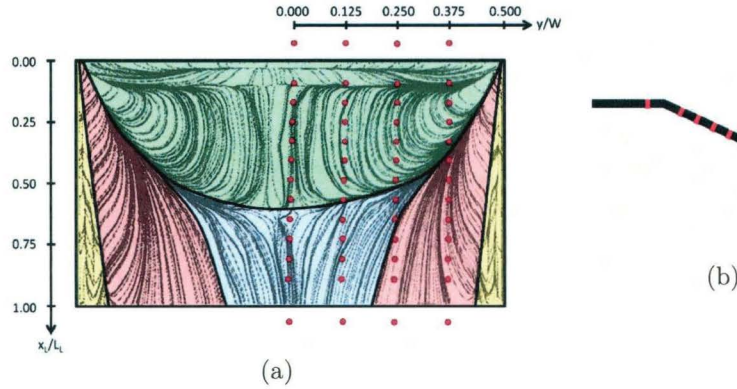


Figure 3.1 – Positions des sondes polarographiques (points rouges) avec lignes de frottement moyennes par LES (d'après Krajnović et Davidson [28]) (lignes grises) et contours des zones d'impact des différentes structures tourbillonnaires sur la paroi de la lunette (lignes noires) (a) ; et coupe de la lunette selon l'axe médian en vue de côté avec positions des sondes, en rouge (b).

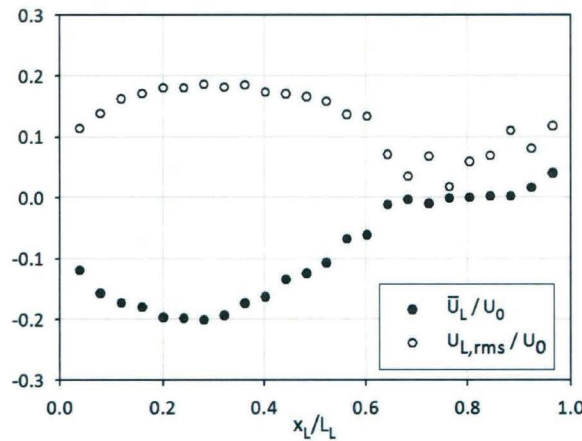


Figure 3.2 – Profils de moyennes et d'écart-types de vitesse sur une ligne parallèle à la ligne médiane de la lunette, à 0.1 mm à la verticale de celle-ci.

nous représentons le bulbe décollé ; en rouge, les structures tourbillonnaires longitudinales principales ; en jaune, les structures longitudinales secondaires (le frottement issu de ces dernières ne pourra être observé, du fait de la position des sondes) ; enfin, la zone à l'aval du bulbe décollé, située entre les structures tourbillonnaires longitudinales principales est représentée en bleu.

Afin de comparer les longueurs de rattachement du bulbe décollé sur la lunette observées dans notre cas et dans l'étude de Krajnović et Davidson, un profil de vitesse est réalisé par anémométrie laser Doppler le long de la ligne médiane de la lunette, à une distance d'environ 0.1 mm à la verticale de cette ligne, correspondant à une distance réduite, adimensionnée par la vitesse de frottement moyenne sur cette ligne de sondes et la viscosité cinématique du fluide ($z^+ = z \times u_\tau / \nu$), d'environ $z^+ = 15$. La vitesse mesurée est la composante parallèle à la lunette, notée ici u_L . Ce profil de vitesse est présenté en figure 3.2 en vitesses moyennes et en écart-types de vitesse adimensionnés par la vitesse de l'écoulement amont.

D'après la cartographie des lignes de frottement moyennes, la longueur de rattachement du bulbe décollé sur la lunette, dans l'étude de Krajnović et Davidson, équivaut à 62% de

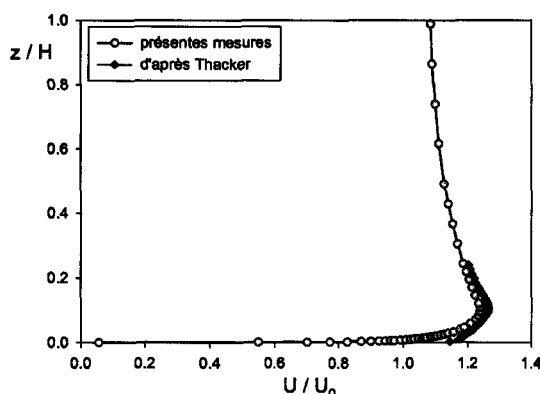


Figure 3.3 – Profil de vitesses moyennes réalisé sur le pavillon du corps, en $x/L_L = -0.08$ ($x/L = -0.017$ et $Re_H = 2.4 \cdot 10^5$). Pour comparaison, profil d'après Thacker [62] à $x/L = 0$ et $Re_H = 2 \cdot 10^5$

la longueur de la lunette arrière. La figure 3.2 montre ainsi que l'écoulement autour de la géométrie utilisée dans notre étude est en accord avec l'étude de Krajnović et Davidson.

Un profil vertical de vitesses moyennes est également réalisé sur le pavillon du corps, en amont de la lunette, en $x/L_L = -0.08$, soit $x/L \approx -0.02$, dans le plan médian du corps (figure 3.3). Ce profil confirme que l'écoulement est bien recollé sur le pavillon, juste avant l'arête supérieure de la lunette arrière.

3.1 Champs de frottement moyen et fluctuant

Nous présentons en figure 3.4(a) la cartographie du frottement pariétal moyen relevé sur la lunette arrière sous la forme du coefficient de frottement ($C_f = \bar{\tau}/\frac{1}{2}\rho U_0^2$). La figure 3.4(b) représente la répartition de l'écart-type de frottement. La mesure du frottement pariétal étant réalisée uniquement sur la moitié de la lunette, la totalité du champ est déduite par symétrie. Il est à noter toute fois que la faible résolution spatiale selon l'axe y ne permet pas d'obtenir un champ continu. De plus, les sondes polarographiques utilisées étant des sondes simples, la mesure ne tient pas compte de la direction du frottement à la paroi. Autrement dit, le frottement moyen présenté ici est en fait la moyenne de la norme du frottement ; l'écart-type est lui aussi issu de la norme du frottement. Les zones où le frottement devrait être nul en moyenne présentent donc ici une valeur positive. Ces valeurs sont donc à considérer avec précaution, en particulier à la limite du bulbe décollé, où le frottement présente un minimum local et non une valeur nulle. Un récapitulatif est également présenté, figure 3.5, par lignes y/W .

Les cartographies du frottement moyen et de son écart-type présentent différentes zones assimilables aux régions d'impact des structures tourbillonnaires à la paroi énoncées précédemment.

La région du bulbe décollé se caractérise par un frottement moyen plus élevé en son cœur qui tend ensuite à diminuer à mesure que l'on s'approche des limites du bulbe. L'écart-type de frottement présente une évolution comparable. Sur les lignes de sondes au centre de la lunette, on décèle (voir les figures 3.5(a) et 3.5(b)) plus nettement le maximum de frottement, en moyenne ainsi qu'en écart-type, au cœur de la structure, aux alentours de $x_L/L_L = 0.24$. Des minima sont ensuite observés à l'approche des limites de la structure. Comme nous l'avons précisé précédemment, l'utilisation de sondes simples entraîne un défaut de la mesure aux points de frottement nul ; on devrait ainsi mesurer un frottement moyen nul à l'approche de la limite du bulbe, qui se caractérise dans notre cas par un minimum local.

Une représentation mettant en parallèle la topologie schématique du bulbe décollé, le profil de vitesse réalisé précédemment à 0.1 mm à la verticale de la ligne médiane de la lunette et l'évolution du frottement à la paroi, sur cette même ligne, est proposée en figure 3.6. Le profil de vitesse présente des valeurs négatives dans la zone de recirculation. Le minimum de vitesse correspond au lieu où la recirculation est la plus intense, et donc au lieu où le frottement est le plus fort. Cette position n'est pas exactement identique, ceci est dû au fait que la mesure de vitesse soit réalisée légèrement au-dessus de la lunette, et non immédiatement à la paroi. La vitesse s'annule à la fin du bulbe, avant de devenir positive. Le frottement atteint quant à lui un minimum local, la valeur nulle de frottement ne pouvant être décelée par la méthode utilisée, comme spécifié précédemment. Les écarts-type de vitesse et de frottement présentent une évolution tout à fait comparable avec un passage par un maximum au sein du bulbe, suivi d'une diminution et d'un minimum local à la fin du bulbe. De la même manière que la méthode de mesure induit une erreur de mesure au point de frottement moyen nul, l'écart-type est nécessairement faussé en ce même point de frottement moyen nul, l'écart-type n'y est cependant pas nul. La littérature nous indique en effet que les limites du bulbe décollé peuvent avoir un mouvement de battement, comme décrit par Kiya et Sasaki [26] dans le cas d'un bulbe décollé 2D, figure 3.7. Cette représentation est bien évidemment trop réductrice pour être appliquée directement dans

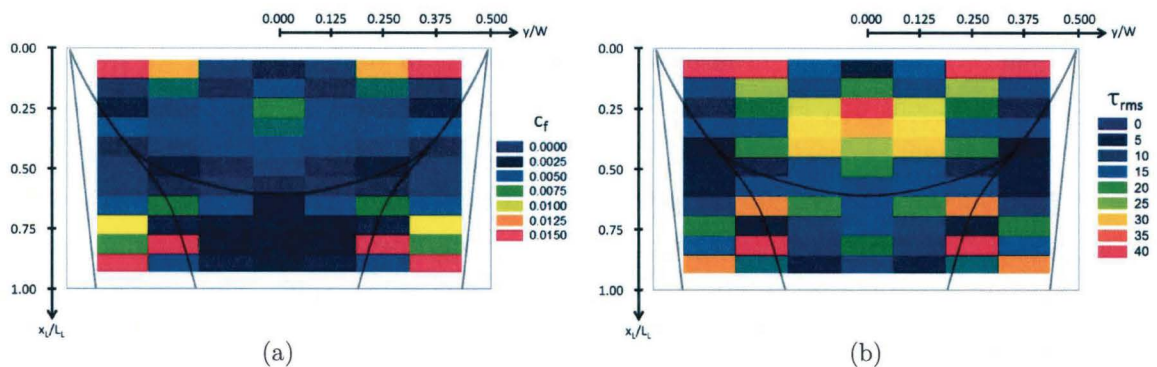


Figure 3.4 – Cartographie du coefficient de frottement moyen (a) et de l'écart-type de frottement pariétal (en Pa) (b) sur la lunette arrière. Les limites moyennes des principales structures observées sur la lunette arrière sont rappelées en traits continus.

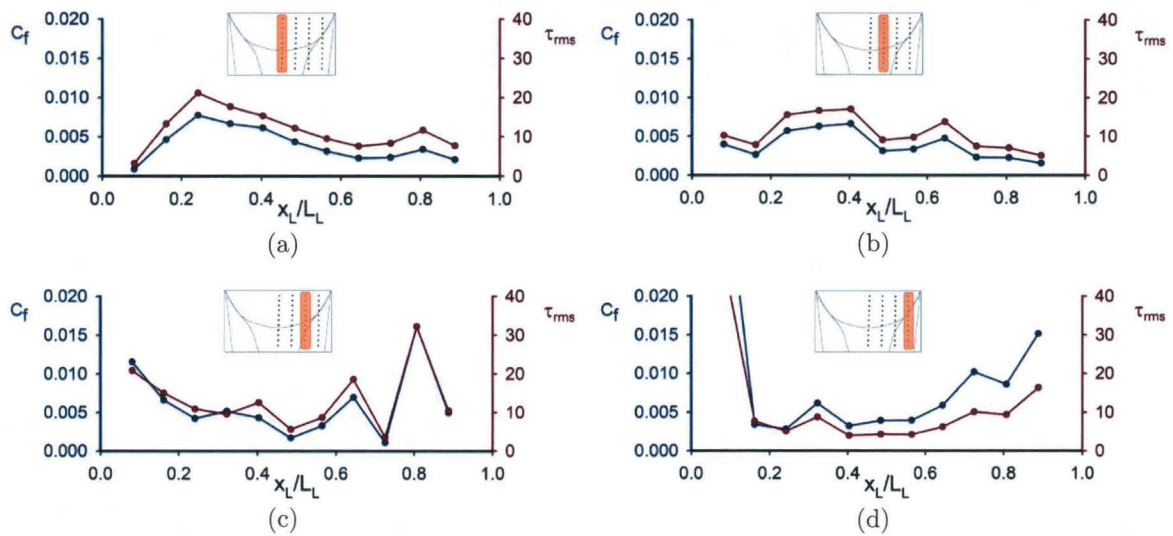


Figure 3.5 – Évolution des valeurs moyennes et d'écart-type de frottement pariétal (en Pa) par ligne de sondes : $y/W = 0.000$ (a), $y/W = 0.125$ (b), $y/W = 0.250$ (c) et $y/W = 0.375$ (d).

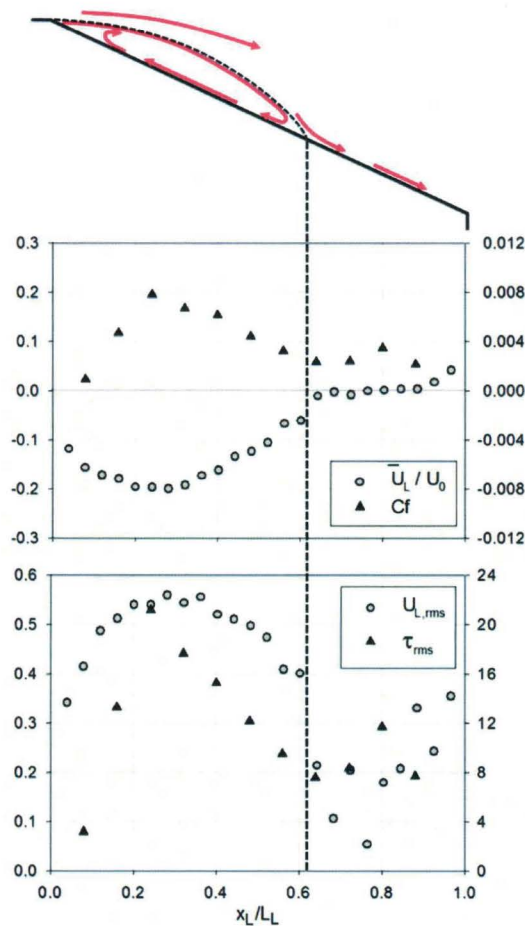


Figure 3.6 – Schématisation, sur la ligne médiane de la lunette, du lien entre les limites de la structure de bulbe décollé et la répartition des valeurs moyennes et d'écart-type de frottement pariétal (en Pa) et de vitesse (U_L) (en m/s) au-dessus de la lunette ($z^+ \approx 15$). La ligne discontinue noire symbolise la limite moyenne du bulbe décollé sur la paroi.

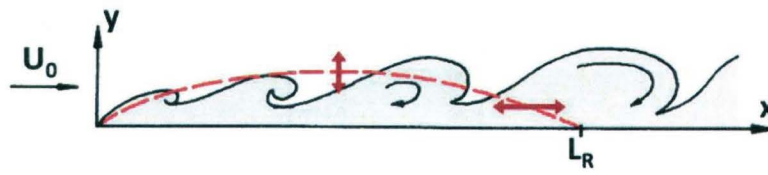


Figure 3.7 – Schématisation du battement d'un bulbe décollé 2D proposée par Kiya et Sasaki [26].

notre cas du fait de la forte tridimensionnalité de l'écoulement.

La présence de deux sondes enregistrant un très fort frottement en haut du bulbe décollé, vers l'arête latérale de la lunette, s'explique par la position de ces sondes à l'interface entre le bulbe décollé principal et la structure secondaire entraînée par ce dernier, et également par la présence importante de lignes de frottement moyennes dans le sens transversal dans cette zone.

La zone située entre les structures tourbillonnaires longitudinales principales, à l'aval du bulbe décollé, présente des niveaux de frottement moyen faibles, par rapport au reste de la lunette, et qui contrastent nettement avec les valeurs atteintes au sein de la structure longitudinale principale avec laquelle elle est en contact. Elle affiche également des valeurs d'écart-type plus fortes au centre qu'à l'approche de la région d'impact des structures longitudinales. La région correspondant à la zone d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale montre des valeurs élevées de frottement moyen, en comparaison avec les autres régions de la paroi, notamment au centre de la structure à l'approche de la fin de la lunette. Ceci témoigne de la forte intensité de cette structure à proximité de la paroi de la lunette arrière du corps. L'intensité du frottement évolue fortement, en augmentant, entre le début de la zone d'impact de la structure, en haut de la lunette, et la fin de la lunette. Contrairement aux autres lignes de sondes, la ligne $y/W = 0.375$, figure 3.5(d), présente un écart-type de frottement évoluant moins fortement que la valeur moyenne, et ce à partir de $x_L/L_L \approx 0.5$. Cette zone se caractérise donc également par une fluctuation du frottement plus faible qu'au sein des autres régions.

3.2 Analyse spatio-temporelle

Les fluctuations des signaux de frottement échantillonnés à 1 kHz sont utilisées pour une analyse corrélatoire. Les intercorrélations sont réalisées entre sondes successives (selon l'axe x_L), la plus haute des deux, sur la lunette, étant prise comme référence. Il est à noter que l'analyse corrélatoire ne tient pas compte des signes adoptés par les fluctuations des signaux de frottement corrélés, mais uniquement de leurs similitudes. En revanche, elle peut nous informer sur le sens de l'écoulement entre deux sondes. Les pics de corrélation, lorsqu'ils sont d'un niveau suffisant, peuvent être interprétés comme la conséquence du passage d'un évènement (par exemple, l'impact d'une structure cohérente), dans l'écoulement, d'une sonde à l'autre. Les décalages temporels correspondants à ces pics sont relevés, qu'ils soient positifs ou négatifs. Un décalage positif traduit la détection d'un évènement dans l'écoulement, en premier lieu, par la sonde prise pour référence, puis par la seconde, indiquant donc une advection directe de structures à la paroi ; et inversement dans le cas de décalages temporels négatifs. Ces temps, $\Delta T-$ ou $\Delta T+$ (cf. figure 3.8), permettent l'extraction de vitesses d'advection de ces structures à la paroi. Les vitesses d'advection, adimensionnées par la vitesse de l'écoulement amont, sont exprimées comme $\frac{\Delta X}{\Delta T \times U_0} = \frac{U_C}{U_0}$, où ΔX correspond à la distance entre les deux sondes successives corrélées. Cette analyse est cependant à considérer avec précaution dans les cas où l'écoulement à la paroi n'est pas dirigé, en moyenne, selon l'axe entre les sondes considérées pour la corrélation.

Un troisième temps caractéristique est observable (cf. figure 3.8), en particulier sur la ligne médiane du corps, il est calculé comme l'écart temporel entre les deux "creux", pics négatifs de corrélation relativement faible, situés de part et d'autre des deux pics précédemment identifiés ; on le note ΔT_{BF} . Il correspond à une périodicité des corrélations négatives.

À l'intérieur du bulbe, sur la ligne médiane de la lunette (figures 3.9(a) et 3.9(b)), nous relevons à la fois des vitesses d'advection négatives et positives. La vitesse positive est identifiée comme correspondant à une advection directe des structures pariétales dans le bulbe

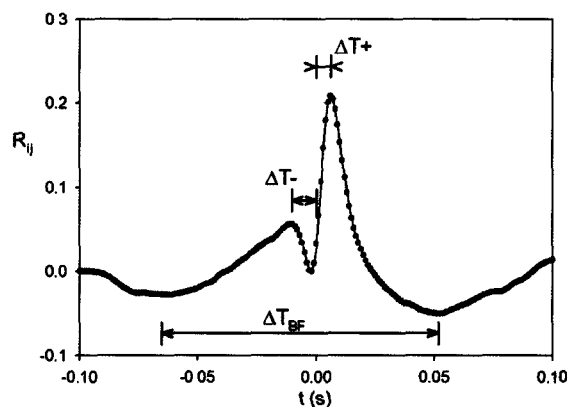


Figure 3.8 – Exemple de détermination des temps caractéristiques, utiles au calcul des vitesses d'advection, à partir de l'intercorrélation entre deux sondes successives.

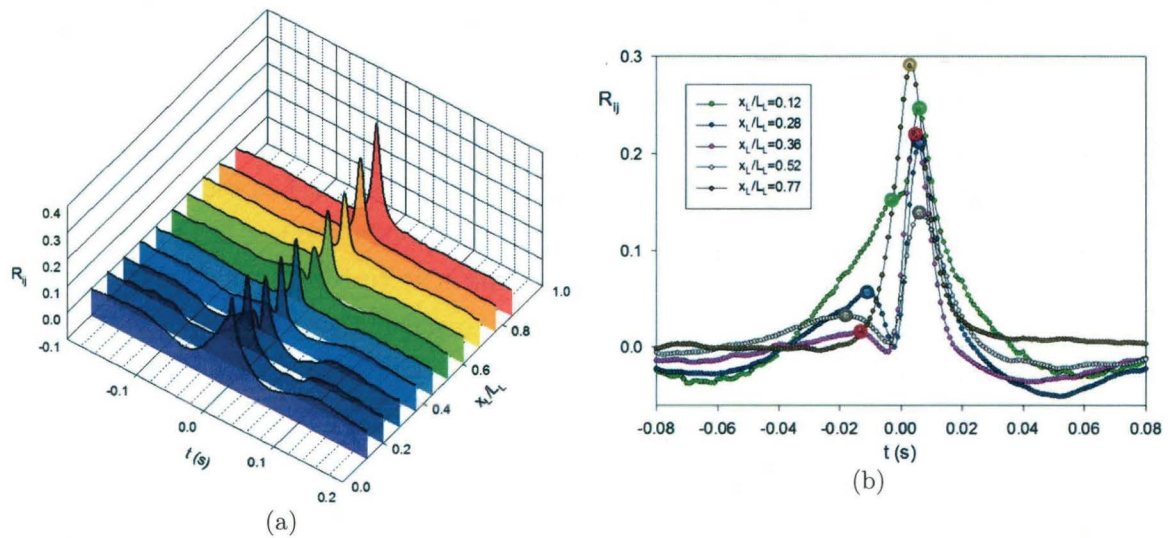


Figure 3.9 – Intercorrélations entre sondes successives de la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$, l'abscisse présentée en légende correspond à la coordonnée à équidistance des deux sondes : vue d'ensemble (a) et sélection d'une partie des signaux (b).

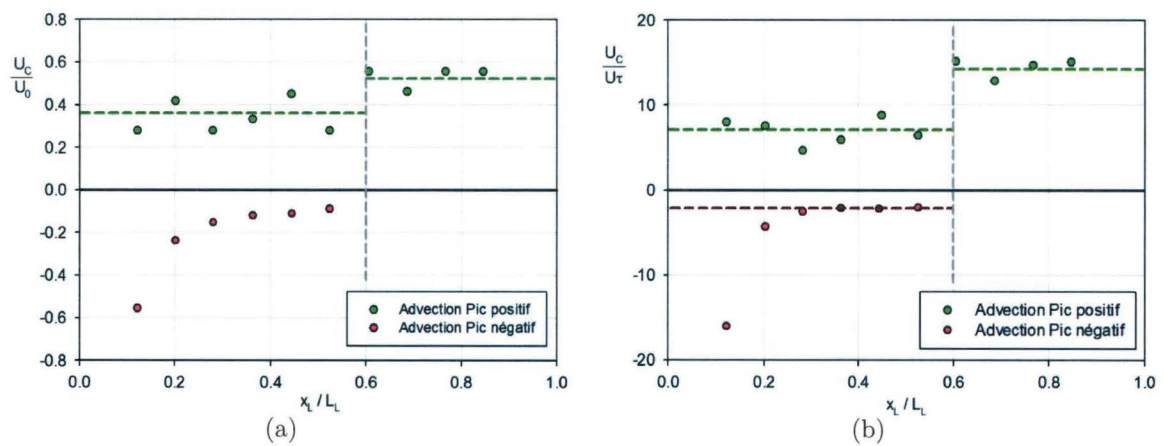


Figure 3.10 – Vitesses d'advections déterminées à partir des temps des pics de corrélation, sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$, adimensionnées par la vitesse de l'écoulement amont (a) et par la moyenne de vitesse de frottement issue des deux sondes ayant servi à la corrélation (b).

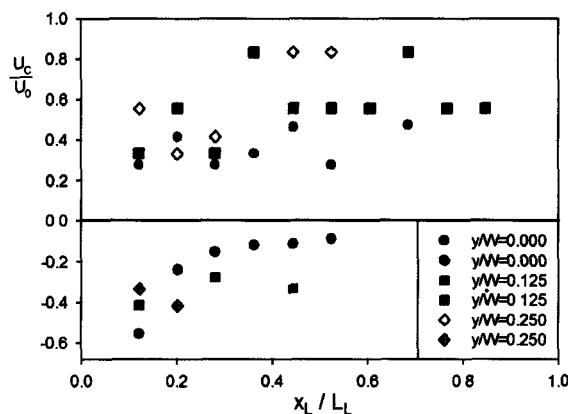


Figure 3.11 – Vitesses d’advections calculées à partir des temps des pics de corrélation, adimensionnées par la vitesse de l’écoulement amont, en différentes lignes de la lunette.

décollé. La vitesse négative est quant à elle directement liée au retour des structures pariétales dû au mouvement de recirculation du bulbe décollé. Nous représentons ces différentes vitesses d’advection à la paroi dans la figure 3.10(a). La vitesse positive reste relativement constante à l’intérieur du bulbe, et prend une seconde valeur, plus élevée, en dehors du bulbe, elle aussi relativement constante. La vitesse d’advection négative est élevée à proximité du haut du bulbe décollé, et diminue le long de la lunette arrière. Comparativement, le mouvement d’advection directe des structures dans l’écoulement à proximité de la paroi s’avère rapidement beaucoup plus important que le mouvement de recirculation du bulbe décollé. La vitesse moyenne d’advection dans le sens positif est de $U_C = 0.36 \times U_0$ dans la zone interne du bulbe et de $U_C = 0.52 \times U_0$ à l’aval du bulbe.

En comparaison avec les vitesses de frottement locales déterminées à partir du frottement moyen et prises en moyenne entre les deux sondes corrélées, cette vitesse d’advection est en moyenne de l’ordre de $U_C = 7 \times U_\tau$ dans la zone interne du bulbe. Elle est de l’ordre de $U_C = 14 \times U_\tau$ à l’aval du bulbe, proche des valeurs couramment observées dans le cas d’écoulements turbulents développés à proximité d’une paroi ($\sim 15 \times U_\tau$) (par exemple par Khoo *et al.* [25] ou Labraga *et al.* [32]). La vitesse d’advection négative dans le bulbe forme un plateau à l’approche de la fin du bulbe autour d’une valeur d’environ $U_C = -2 \times U_\tau$ et tend vers une valeur standard ($\sim 15 \times U_\tau$) en haut du bulbe.

Le temps caractéristique ΔT_{BF} est uniquement observé dans le cas des sondes situées à l’intérieur du bulbe. La fréquence moyenne adimensionnée correspondante est $\frac{1}{\Delta T_{BF}} \times \frac{\sqrt{H \times W}}{U_0} \approx 0.23$, fréquence que nous retrouverons dans la section suivante (3.3) et que nous identifierons comme propre à la dynamique du bulbe décollé.

Nous déterminons des vitesses d’advection comparables sur les autres lignes y/W de la lunette (figure 3.11), dans la zone du bulbe décollé. Le phénomène de retour apparaît de moins en moins perceptible à mesure que l’on s’éloigne de la ligne médiane de la lunette. Les valeurs présentées dans cette figure sont cependant à considérer avec précaution. Sur les lignes de sondes autres que la ligne médiane de la lunette, la direction moyenne des lignes de frottement sur la figure 3.1 est en effet différente de la direction entre deux sondes

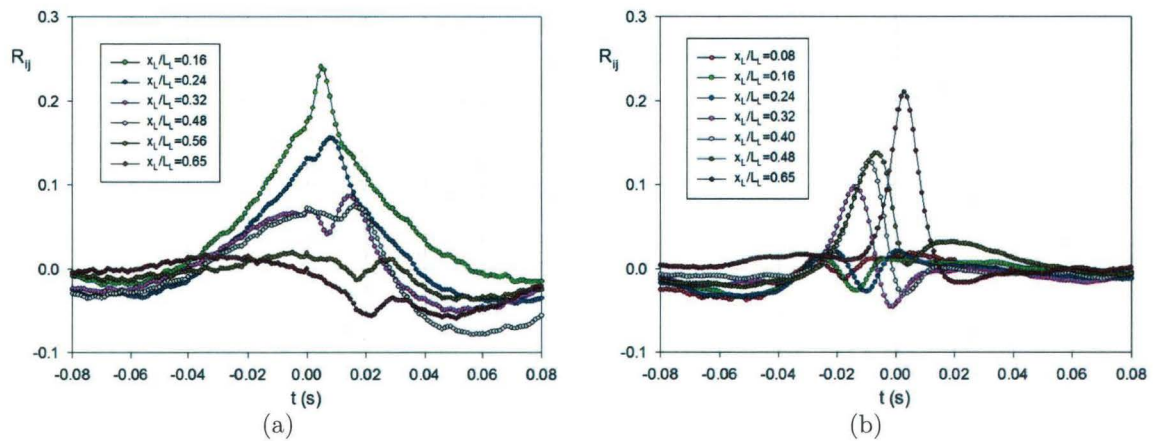


Figure 3.12 – Intercorrélations sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$; avec sonde de référence située en $x_L/L_L = 0.08$ (a) et en $x_L/L_L = 0.56$ (b).

successives utilisées ici. Ceci est particulièrement vrai dans la zone de recirculation, à proximité du foyer existant dans la partie latérale du bulbe. La non-détection d'une partie de l'écoulement de retour en dehors de la ligne médiane est donc une conséquence de ces différences d'orientations entre l'écoulement à la paroi et la mesure.

Les corrélations peuvent également être réalisées entre une sonde fixe et les autres sondes de la lunette. Ceci ne permet pas d'évaluer efficacement l'advection des structures, les temps alors déterminés correspondant à un déplacement du fluide sur une longue distance. Ces corrélations permettent cependant d'observer le comportement du retour de fluide sur la lunette.

La figure 3.12(a) correspond à des corrélations réalisées sur la ligne médiane du corps, la sonde de référence étant placée vers le haut de la lunette, en $x_L/L_L = 0.08$. Ces corrélations permettent toujours d'identifier un double pic, décalé vers la droite du fait de l'éloignement entre les sondes corrélées et la sonde de référence. À partir de $x_L/L_L = 0.32$, le pic identifié précédemment comme correspondant au mouvement de fluide remontant la lunette ne parvient plus jusqu'aux temps négatifs. Ceci traduit le fait que les structures remontant la lunette à partir de $x_L/L_L = 0.32$ ne parviennent plus jusqu'à la sonde située en $x_L/L_L = 0.08$, et repartent ensuite vers l'aval.

La figure 3.12(b) est du même type que la précédente, la sonde de référence étant placée en $x_L/L_L = 0.56$, à l'approche de la fin du bulbe. L'apparition des doubles pics situés l'un à un temps négatif et l'autre à un temps positif se produit à partir de $x_L/L_L = 0.24$, et jusqu'à la fin du bulbe. Le mouvement de retour de structures le long de la paroi varie donc suivant la position sur la lunette, comme nous l'avons remarqué grâce à la détermination des vitesses d'advection à la paroi. Cette analyse ne peut être étendue aux autres lignes de sondes, les distances entre sondes non directement successives ne permettant pas de bonnes corrélations dans ces cas-là, du fait de l'orientation différente entre le fluide à la paroi et les lignes de sondes polarographiques.

Cette analyse par corrélations spatio-temporelles nous a permis :

- de caractériser le sens d’advection des structures au sein du bulbe de recirculation en nous affranchissant de l’utilisation de sondes polarographiques doubles, ainsi que les vitesses d’advection correspondantes ;
- d’observer la variation de l’intensité de ces advections ;
- de délimiter les différentes régions à la paroi, en accord avec le découpage des zones sur la cartographie des lignes de frottement moyennes proposée dans la littérature (voir figure 3.1).

3.3 Analyse spectrale

Nous présentons ici les courbes de densité spectrale de puissance, adimensionnées par la variance du signal, des différentes sondes en fonction de la fréquence adimensionnée en nombre de Strouhal basé sur la racine carrée du maître-couple du corps ($St_A = \frac{f \times \sqrt{H \times W}}{U_0}$), groupées par lignes de sondes. Ces courbes nous permettent d’identifier les fréquences particulièrement énergétiques dans nos signaux de frottement pariétal. Nous ne considérons ici que le contenu spectral situé à des fréquences inférieures à $25Hz$ ($St_A = 0.78$), obtenu à partir de signaux acquis à $200Hz$, corrigés dans le domaine temporel, puis rééchantillonnés à $50Hz$. On ne va donc s’intéresser qu’aux Strouhal ≤ 0.78 , ce qui couvre largement la gamme de fréquences la plus énergétique (grosse structures).

Les densités spectrales de puissance des signaux de frottement sont présentées, par lignes y/W , dans les figures 3.15, 3.17, 3.18 et 3.19. Un récapitulatif des fréquences réduites perceptibles dans le bulbe est présenté en figure 3.14.

Sur la ligne médiane du corps ($y/W = 0.000$), figure 3.15, on note l’émergence d’un pic d’énergie dans le bulbe situé, en moyenne, aux alentours d’un nombre de Strouhal de $St_A = 0.23$. Le niveau d’énergie de ce pic croît puis décroît dans la zone identifiée comme correspondant au bulbe décollé, voir la figure 3.15(b). Il présente un maximum sur la sonde située en $x_L/L_L = 0.24$, au cœur du bulbe. Sur la ligne médiane du corps, les positions de ces pics varient, atteignant un seuil maximum de Strouhal au cœur du bulbe et décroissant à l’approche des limites amont et aval de ce dernier (*cf.* figures 3.14 et 3.15(a)). Dans la zone à l’aval du bulbe, ce pic d’énergie est toujours observable, mais dans des niveaux nettement plus faibles. Il s’y caractérise en outre par un nombre de Strouhal relativement constant, d’environ 0.21. Cette fréquence caractéristique ayant une évolution liée à la position dans le bulbe, le phénomène attaché à cette fréquence paraît donc être en lien avec la dynamique du bulbe décollé. On remarque qu’il influence également, dans une moindre mesure, la zone à l’aval du bulbe. Ceci nous rappelle que les limites des différentes structures sur la lunette que nous avons définies précédemment à partir des lignes de frottement ne représentent qu’une vision moyenne des phénomènes, ceux-ci

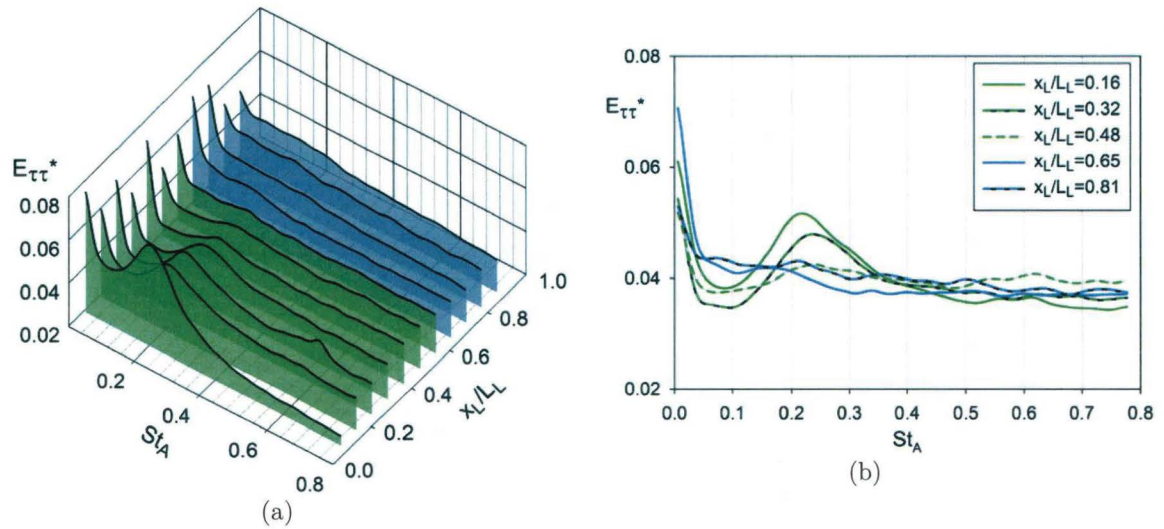


Figure 3.13 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.000$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b). Les couleurs de fond correspondent aux positions des sondes dans les zones d'impact des structures à la paroi selon la représentation adoptée dans la figure 3.1(a).

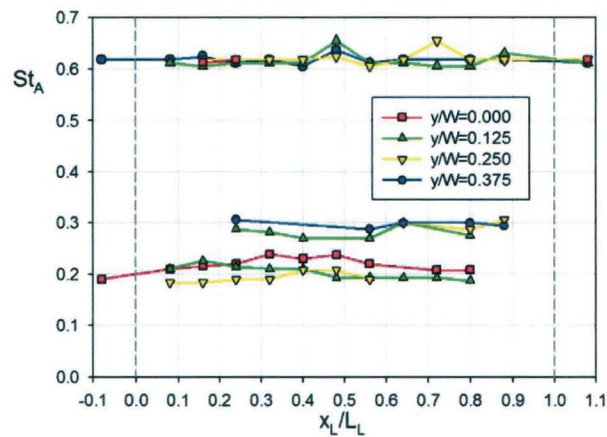


Figure 3.14 – Évolution des différents nombres de Strouhal relevés sur la lunette arrière.

fluctuant autour de cette moyenne. La limite du bulbe sur la ligne médiane présente donc nécessairement un mouvement de fluctuation, en partie vers l'aval de la limite moyenne, que l'on peut assimiler à un mouvement de battement du bulbe. En outre, l'adimensionnement de cette fréquence $St_A = 0.23$ en fonction de la longueur de recirculation, notée L_R , de la zone décollée sur la ligne médiane de la lunette donne $St_R = \frac{f \times L_R}{U_0} = 0.09$, comparable aux valeurs de la littérature correspondant au battement dans le cas de bulbes décollés 2D avec recollement, notamment par Kiya et Sasaki [26]. Thacker [62] a également relevé cette fréquence à l'intérieur du bulbe décollé.

Un pic se démarquant faiblement apparaît sur une partie des sondes situées au sein du bulbe à la fréquence réduite de 0.62, relié, comme nous le verrons par la suite, à la dynamique des structures longitudinales. Sur cette ligne médiane, ce phénomène présente un niveau relativement faible et peu d'occurrences.

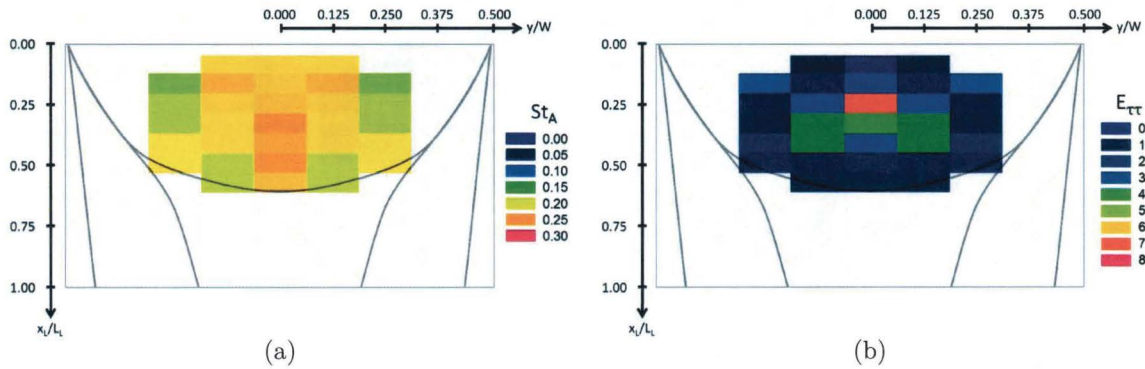


Figure 3.15 – Cartographies de la position en fréquence (a) et du niveau d'énergie absolu des pics relevés autour de $St_A \approx 0.21 \sim 0.23$ au sein du bulbe décollé (b).

Des densités spectrales de puissance sont également réalisées dans le plan médian du corps, en aval de celui-ci (à la position $x/L = 0.30$, soit une distance $x/L = 0.08$ en aval du culot), à partir de signaux LDV (figure 3.16). Ces derniers mettent en évidence l'existence d'un pic situé autour de $St_A = 0.2$ au niveau de la lunette arrière. La variation de la position en fréquence du pic n'est pas pertinente ici du fait du manque de résolution fréquentielle induit par la méthode LDV. Le niveau de puissance du pic croît puis décroît lorsque le point de mesure évolue vers le bas, atteignant un maximum en $z/H = -0.31$, soit approximativement au niveau de l'arête inférieure de la lunette arrière du corps. Le phénomène identifié comme correspondant au battement du bulbe décollé est ainsi perceptible dans le champ de vitesses en aval du corps. Le battement du bulbe décollé s'accompagne donc de lâchers de structures tourbillonnaires issues du bulbe décollé vers l'aval. Dans le cas du bulbe décollé 2D, Kiya et Sasaki n'observent pas l'émission de structures concordant avec le battement du bulbe, ils relèvent cependant une émission de structures à plus haute fréquence, St_R de l'ordre de 0.6, qu'ils interprètent comme le développement de structures en fer à cheval. Cependant, au vu de l'ordre de grandeur de la fréquence que nous percevons ici, un phénomène similaire à basse fréquence paraît peu probable, il s'agit donc dans notre cas de l'émission de structures de plus large échelle. Thacker [62] n'identifie pas non plus la présence de cette fréquence comme étant liée à une émission de structures par le bulbe décollé sur la lunette arrière du corps. Boucinha [8] décrit un mécanisme similaire à celui que nous observons, qu'il relie à des émissions de structures consécutives de l'intermittence du rattachement du bulbe décollé sur la lunette arrière.

Sur la ligne de sondes polarographiques $y/W = 0.125$, figure 3.17, un pic similaire à celui constaté précédemment sur la ligne médiane est observé sur les sondes placées à l'intérieur du bulbe décollé aux alentours d'un nombre de Strouhal de 0.21. L'intensité de ce pic croît puis décroît à nouveau à mesure que l'on descend la lunette. En dehors du bulbe, cette fréquence est en moyenne de 0.19, mais dans des niveaux nettement plus faibles. On remarque l'apparition d'un second pic situé autour de $St_A \approx 0.28$. Un pic émerge également à $St_A = 0.62$, ce pic est semblable à celui relevé précédemment à la même fréquence sur la

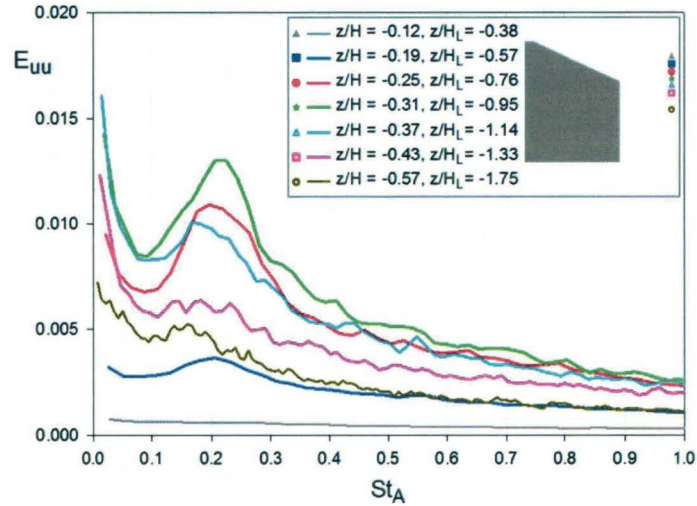


Figure 3.16 – Densités spectrales de puissance réalisées à partir de mesures LDV dans le sillage du corps, sur la ligne verticale $y/W = 0.000$ et $x/L = 0.30$ (soit $x/L = 0.08$ en aval du culot).

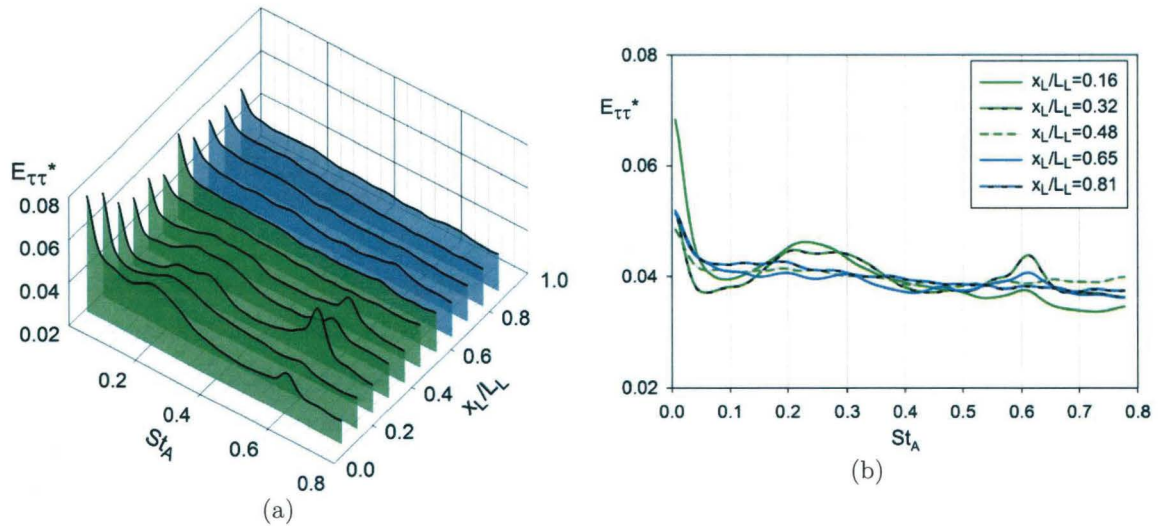


Figure 3.17 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.125$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).

ligne médiane et s'avère ici plus marqué.

Sur la ligne $y/W = 0.250$, figure 3.18, le pic $St_A \approx 0.21 \sim 0.23$ est toujours observable, mais dans des niveaux relativement faibles. Un pic émerge vers $St_A = 0.30$. Le pic à plus haute fréquence, $St_A = 0.62$, est à nouveaux présent, il se démarque en particulier dans les cas où celui à $St_A = 0.30$ apparaît lui aussi ; on les suppose donc liés. On note également la présence d'un pic situé à $St_A = 0.56$. Il ne survient que lorsque existe le pic à $St_A = 0.62$; ces pics se confondant et paraissant liés, nous ne considérerons que celui situé à $St_A = 0.62$.

L'évolution transversale de la position du pic situé aux alentours de $St_A \approx 0.21 \sim 0.23$ (cf. figures 3.14 et 3.15(a)) présente un niveau maximum en $y/W = 0.000$, et diminue à mesure que l'on s'éloigne de la ligne médiane de la lunette. De la même manière, l'évolution du niveau d'énergie dans le sens transversal montre un seuil maximum sur la ligne médiane

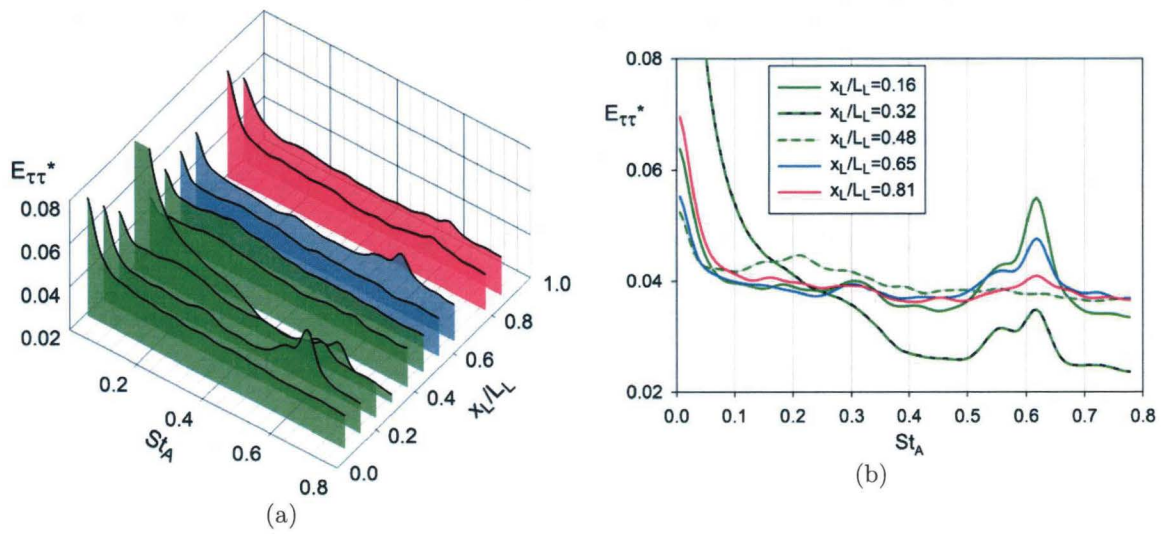


Figure 3.18 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.250$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).

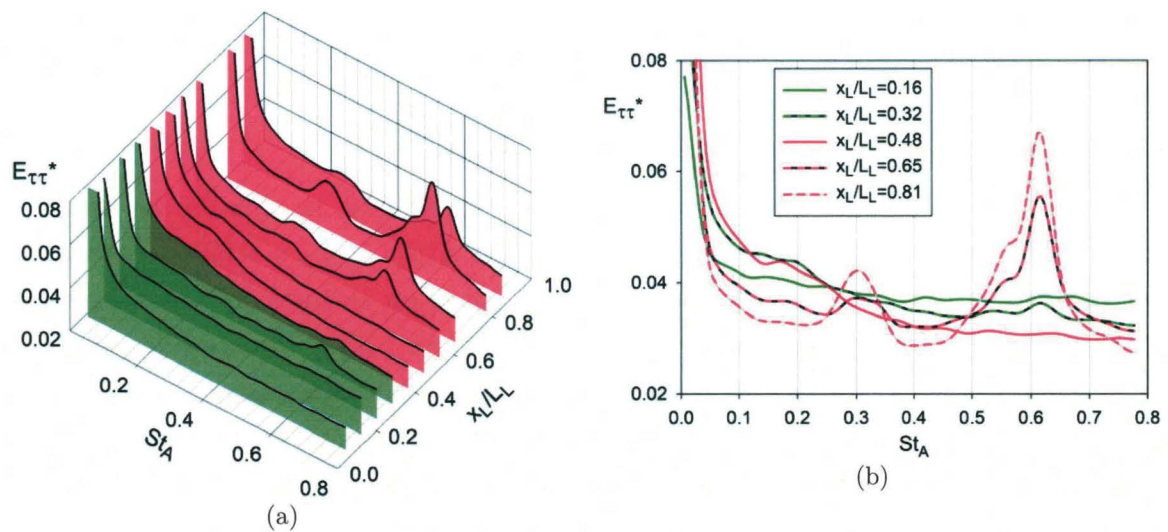


Figure 3.19 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur la ligne $y/W = 0.375$, adimensionnées par la variance : vue 3D (a), et sélection d'une partie des signaux en vue "à plat" (b).

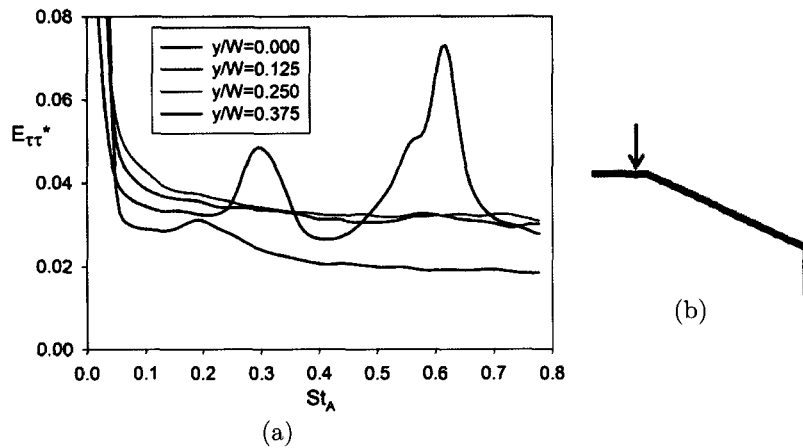


Figure 3.20 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur le pavillon, adimensionnées par la variance, à une distance de $0.08 \times L_L$ de l'arête supérieure de la lunette, en amont de celle-ci.

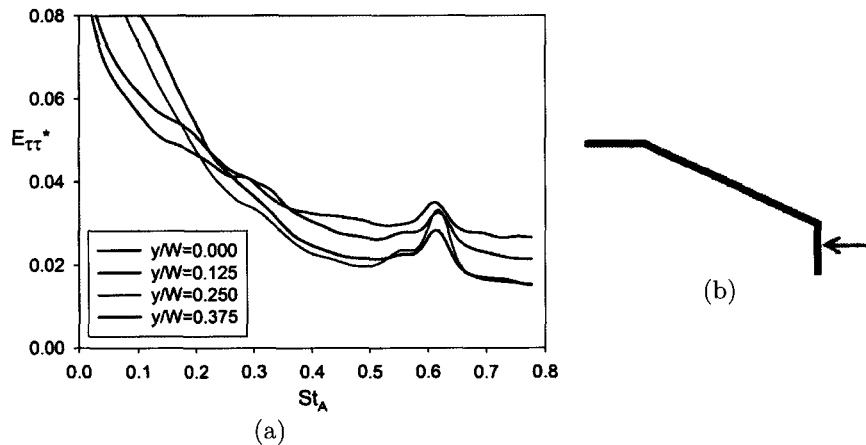


Figure 3.21 – Densités spectrales de puissance du frottement pariétal sur le culot, adimensionnées par la variance, à une distance de $0.08 \times L_L$ de l'arête inférieure de la lunette.

et décroît en s'éloignant de cette ligne (*cf.* figure 3.15(b)).

Sur la ligne de sondes située plus à l'extérieur, figure 3.19, la plus proche de l'arête latérale de la lunette, $y/W = 0.375$, les pics d'énergie situés à $St_A = 0.62$ et 0.30 sont les seuls observés, et sont d'autant plus intenses que la sonde est éloignée de l'arête supérieure de la lunette, s'avancant ainsi au cœur de la zone d'impact de la structure longitudinale sur la paroi. Ce pic à $St_A = 0.62$ apparaît donc être lié à la dynamique de la structure tourbillonnaire longitudinale qui se développe le long de l'arête latérale de la lunette. Sims-Williams [57] mettent en évidence une fréquence comparable ($St_A = 0.58$, pour un modèle avec lunette arrière inclinée à 27.5°) par anémométrie à fil chaud, la sonde étant placée en périphérie de la structure tourbillonnaire longitudinale, plus en aval dans le sillage du corps. En couplant cette mesure à des mesures de pressions totales instationnaires dans le sillage, il associe cette fréquence caractéristique à une variation périodique de l'intensité des structures longitudinales (*cf.* chapitre 1, figure 1.15).

Contrairement à ce que nous avons pu voir sur le pic situé aux alentours de $St_A \approx$

0.21 \sim 0.23 en terme d'évolution du nombre de Strouhal, la position de ce pic situé autour de $St_A = 0.62$ reste quasi-constante (cf. figure 3.14). Il est également perceptible à l'intérieur du bulbe, ce qui rend compte de l'existence d'une interaction entre les structures tourbillonnaires longitudinales et le bulbe décollé sur la lunette. Sur le pavillon du corps, figure 3.20, les effets des structures sur la lunette sont ressentis, légèrement en amont de l'arête supérieure de la lunette. On retrouve en effet la présence d'un pic à $St_A \approx 0.19$ sur la sonde située en $y/W = 0.000$, ainsi que ceux à $St_A = 0.30$ et 0.62 sur la sonde située en $y/W = 0.375$.

On observe également, sur les sondes au culot du corps, figure 3.21, la marque de ce que nous avons identifié comme correspondant aux structures tourbillonnaires longitudinales. Ce pic à $St_A = 0.62$ est présent sur la totalité de la largeur du culot. Il est cependant à considérer que les niveaux d'énergie absolus y sont très faibles. La présence de cette fréquence au niveau du culot du corps provient vraisemblablement de l'épanouissement des structures tourbillonnaires longitudinales qui interagissent avec l'écoulement de sillage, et notamment avec les structures évoluant à proximité du culot. Ces pics de faibles niveaux énergétiques sont décelés notamment en raison de la forte sensibilité des sondes polarographiques aux différents phénomènes présents dans l'écoulement.

L'analyse spectrale du frottement pariétal sur la lunette nous a permis d'identifier différents phénomènes périodiques se produisant à proximité de la lunette arrière :

- le bulbe décollé possède un mouvement de battement au-dessus de la lunette à la fréquence réduite, St_A , de 0.23 (en moyenne sur la ligne médiane) ;
- ce phénomène est également identifié sur le pavillon, juste en aval de la lunette ;
- ce battement s'accompagne d'un lâcher de structures tourbillonnaires issues du bulbe vers l'aval, à une fréquence similaire, décelé ici par vélocimétrie LDV ;
- les structures tourbillonnaires longitudinales se caractérisent par une fréquence réduite constante, particulièrement marquée à la paroi, de 0.62 ;
- cette fréquence relative aux structures tourbillonnaires longitudinales est également présente au sein du bulbe, confirmant ainsi l'existence d'une interaction entre ces différentes structures ;
- on relève également cette périodicité de 0.62 dans le coin latéral du pavillon, en amont de la lunette, illustrant la forte influence de cette fréquence ;
- elle est enfin observée sur la partie supérieure du culot du corps, sur toute la largeur de ce dernier.

Les résultats montrent également qu'une analyse des structures réalisée sur la seule ligne médiane limite fortement la perception des phénomènes mis en jeu, qui agissent pourtant également de manière indirecte sur cette ligne.

Enfin, les densités spectrales de puissance réalisées à partir des signaux de frottement pariétal instationnaire révèlent davantage d'information que celles issues de signaux de pression pariétale instationnaire, comme par exemple celles proposées par *Vino et al.* [67],

figure 1.18(b). L'analyse des pressions ne lui permet pas de détecter la fréquence $St_A = 0.62$, qui ressort très fortement dans notre étude. De la même manière, nous captions cette fréquence également sur la ligne médiane du corps, en de faibles niveaux, contrairement aux mesures de pression instationnaire proposées par Thacker [62], figure 1.16(c). Ceci montre que les sondes électrochimiques sont plus sensibles aux instationnarités de l'écoulement que les capteurs de pression instationnaire.

3.4 Analyse temps-fréquence

L'analyse de Fourier a permis de mettre en évidence le caractère multifréquence de l'écoulement étudié, auquel la méthode polarographique nous permet d'accéder. L'utilisation de la méthode de transformée en ondelettes nous permet une analyse temps-fréquence de nos signaux, mettant en évidence les instants de manifestation de phénomènes périodiques. Contrairement à l'analyse de Fourier, cette méthode permet également d'identifier des phénomènes répétitifs mais dont l'apparition peut ne pas être continue tout au long du signal. L'ondelette analysante utilisée dans notre étude est l'ondelette de Morlet (*cf.* chapitre 2).

Sur les cartographies de transformées en ondelettes présentées dans ce chapitre, l'échelle des niveaux de cohérence est adimensionnée par la valeur maximale rencontrée dans le champ. Chaque cartographie est accompagnée de la courbe de somme de ses niveaux de cohérence par fréquence, réalisée sur une durée de 5 secondes. Cette somme est notée Σ sur les figures, l'échelle des abscisses de cette courbe est arbitraire.

La figure 3.22 correspond à une sonde placée au cœur du bulbe. On y observe nettement la présence de la fréquence correspondant au battement de ce bulbe. La fréquence varie légèrement au cours du temps, mais reste centrée autour de $St_A = 0.23$, visible en particulier sur la courbe de sommation des niveaux de cohérence. On constate également quelques occurrences au voisinage de $St_A = 0.56 \sim 0.62$. On observe également la présence de deux très basses fréquences situées en $St_A \approx 0.03$ et 0.08 qui n'ont pas été décelées précédemment. On constate des zones autour de la fréquence $St_A = 0.23$ de niveaux marqués qui surviennent à des temps correspondant à la premières de ces deux basses fréquences. Elle correspond donc vraisemblablement à une fréquence d'apparition de groupes de phénomènes à $St_A = 0.23$, que l'on peut assimiler à des bouffées périodiques des événements caractéristiques du mouvement de battement du bulbe. L'origine de la seconde très basse fréquence n'est pas identifié.

La figure 3.23 est réalisée à partir du signal issu d'une sonde placée en plein cœur de la zone d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale sur la paroi. La fréquence propre aux structures tourbillonnaires longitudinales y est clairement observable. La fréquence du bulbe y est elle aussi présente, de même que de plus basses fréquences.

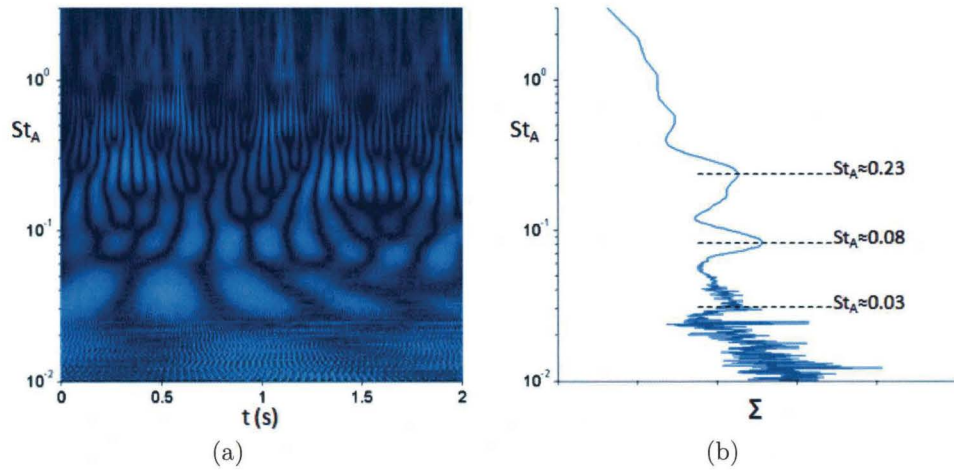


Figure 3.22 – Transformée en ondelettes du signal de la sonde située en $y/W = 0.000$ et $x_L/L_L = 0.24$ (a) et somme de ses niveaux de cohérence par fréquence (b).

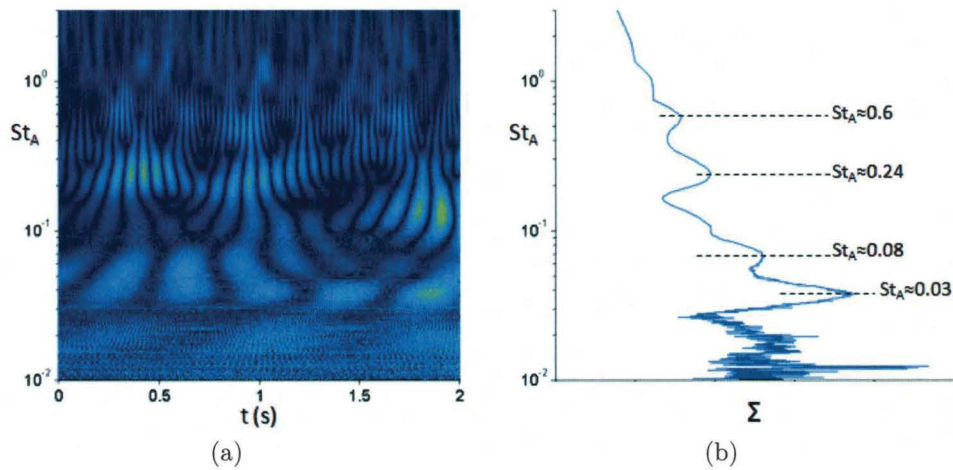


Figure 3.23 – Transformée en ondelettes du signal de la sonde située en $y/W = 0.375$ et $x_L/L_L = 0.89$ (a) et somme de ses niveaux de cohérence par fréquence (b).

La méthode utilisée ici a permis de mettre en lumière de nouvelles caractéristiques du contenu fréquentiel et temporel des signaux. Les résultats confirment une partie de ceux identifiés précédemment, tout en mettant en évidence une dynamique plus complexe pour le bulbe décollé :

- le phénomène de battement situé autour $St_A = 0.23$ est toujours particulièrement présent à l'intérieur du bulbe décollé, il est cependant noté également au sein de la zone d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale ;
- il en est de même pour la fréquence à $St_A = 0.62$, caractéristique des structures tourbillonnaires longitudinales ;
- une très basse fréquence, de l'ordre de $St_A \approx 0.03$, a été constatée ; elle coïncide avec une fréquence de l'apparition du battement à $St_A = 0.23$ par bouffées.

3.5 Analyse conditionnelle

À partir des mesures simultanées de frottement sur la lunette arrière, nous réalisons également des moyennes conditionnelles des signaux. Ces moyennes conditionnelles sont réalisées à partir d'un signal de référence. Cette méthode d'analyse amplitude-temps permet de préciser la phase des différents évènements très localisés dans le temps relevés dans les signaux, complétant ainsi l'analyse spectrale (analyse amplitude-fréquence) réalisée précédemment. Nous présentons les résultats pour différents choix de sonde de référence. Les critères de détection adoptés pour les évènements positifs et négatifs du signal de référence sont définis dans le chapitre 2. Cette méthode permet de s'affranchir de la composante résiduelle (τ_r), au sens de la décomposition de Reynolds ($\tau = \bar{\tau} + \langle \tau \rangle + \tau_r$), et de ne retenir que les composantes moyenne ($\bar{\tau}$) et cohérente ($\langle \tau \rangle$). Physiquement, les évènements positifs correspondent à une fluctuation positive du frottement pariétal, et donc à un attachement ou un impact de fluide à la paroi. De manière similaire, les évènements négatifs correspondent eux à une fluctuation négative du frottement pariétal, et donc à un détachement ou un décollement de fluide à la paroi.

Sur les figures présentées ici, les signaux moyennés à partir de ces conditions de détection sont différenciés suivant les positions des sondes correspondantes sur la lunette : les signaux de sondes situées à l'intérieur du bulbe sont représentés en traits continus, les signaux de sondes situées dans la zone à l'aval du bulbe, entre les structures longitudinales, sont représentés en traits discontinus, et les signaux de sondes situées dans la zone d'impact des structures longitudinales sont représentés par des traits en pointillés.

Il est à noter que parmi les critères permettant d'interpréter ces moyennes, l'amplitude de chacun des signaux ne devra pas être retenue de manière absolue, celle-ci étant notamment dépendante de la distance entre la sonde considérée et la sonde prise comme référence. De plus, un phénomène de brouillage de phase est généré par la méthode, induisant ainsi

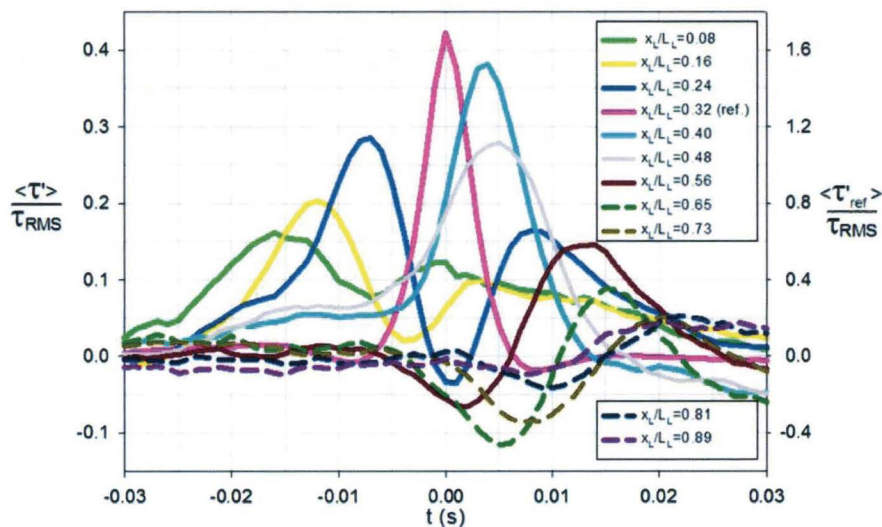


Figure 3.24 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

une incertitude sur la composante de phase temporelle.

Dans un premier temps, nous considérons les signaux issus des sondes placées sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$.

La première sonde prise pour référence est située à l'intérieur du bulbe de recirculation, $x_L/L_L = 0.32$, figure 3.24. En ne prenant en compte que les sondes situées à l'intérieur du bulbe, les moyennes conditionnelles témoignent de la dynamique interne du bulbe. Une périodicité d'évènements positifs est alors clairement identifiable, notamment sur la sonde placée au cœur du bulbe ($x_L/L_L = 0.24$), correspondant à une fréquence réduite $St_R = 0.83$, soit $St_A = 2.08$; cependant, cette périodicité n'est pas observée au sein du bulbe pour les sondes situées après la sonde de référence; ce phénomène est donc vraisemblablement à lier uniquement à la partie haute du bulbe décollé. Le signal de la sonde située en $x_L/L_L = 0.56$, positionnée en limite du bulbe décollé, mais à l'intérieur de ce dernier, présente déjà un comportement très proche de celui existant à l'extérieur du bulbe, sur les sondes suivantes, l'évolution vers cette allure de courbe se faisant progressivement au sein du bulbe. Ceci rend compte, une fois encore, des interactions existant entre les différentes zones identifiées sur la paroi de la lunette arrière.

Nous prenons à présent pour référence une sonde correspondant approximativement à la fin du bulbe de recirculation, $x_L/L_L = 0.56$, figure 3.25. Un décalage temporel des maxima des signaux vis-à-vis du signal de référence est observé, ces décalages respectent l'ordre de position des sondes sur la lunette. Des minima apparaissent également, particulièrement marqués sur les signaux des sondes situées à l'intérieur du bulbe et à proximité.

En considérant, cette fois, une sonde de référence placée hors du bulbe, en $x_L/L_L = 0.73$, on distingue nettement l'alternance des minima et maxima évoqués précédemment sur les sondes situées au sein du bulbe, dans le cas d'une détection des évènements positifs, figure

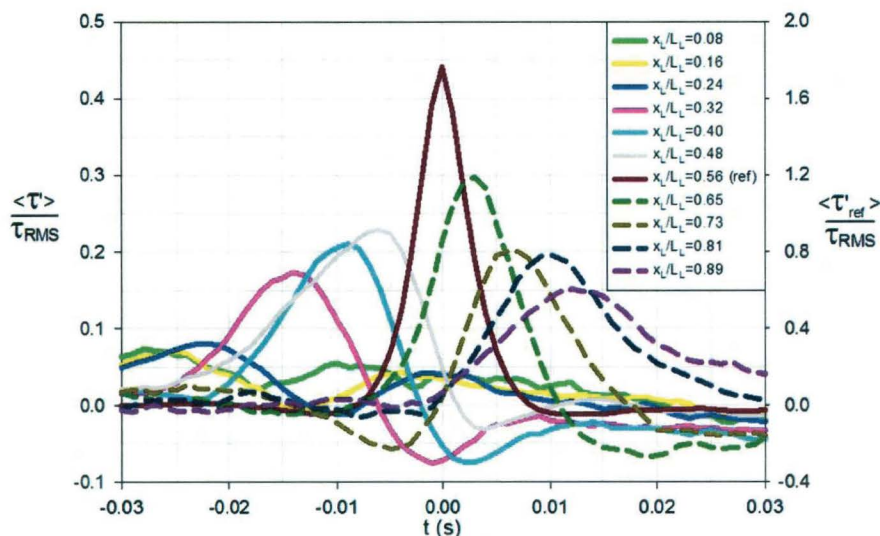


Figure 3.25 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.56$, située à la fin du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

3.26. Ces courbes reflètent un mouvement transitant de l'intérieur vers l'extérieur du bulbe. Ce phénomène est également observé dans le cas d'une détection des évènements négatifs.

Nous pouvons à présent déterminer le temps effectif séparant ces minima et maxima sur la lunette. Cette alternance de minima et maxima est présente aussi bien en détection des évènements positifs (maximum puis minimum) que négatifs (minimum puis maximum). Ceci nous permet ainsi d'observer l'existence d'une période complète, comme reporté sur la figure 3.27. Ce temps correspond à l'écart entre la détection d'une structure impactant la lunette et son détachement de la paroi. Kiya et Sasaki [26] identifient donc ce temps comme étant la demi-période de l'émission de structures se produisant en aval de la zone de rattachement d'une bulle séparée (figure 3.7). Ils identifient un nombre de Strouhal, basé sur la longueur de recirculation, de $St_R = \frac{1}{2 \times \Delta t_{pics}} \times \frac{L_R}{U_0} \approx 0.6$. Dans notre cas, ce temps correspond, en moyenne, à $St_R = 0.55$, ce qui équivaut à un nombre de Strouhal basé sur le maître-couple de la maquette $St_A = 1.40$. Par analogie à l'étude de Kiya et Sasaki, nous pouvons donc identifier cette fréquence réduite comme correspondant à l'émission de structures issues de la zone de recirculation sur la lunette. Une fréquence caractéristique similaire a en outre été trouvée par Thacker [62] par des mesures de pression pariétale sur la ligne médiane de la lunette. Cette fréquence étant relativement haute, nous la dissociions de l'activité d'émission de structures issues du bulbe décollé révélée précédemment et liée au mouvement de battement de ce dernier à une fréquence moyenne de $St_A = 0.23$. Il s'agit ici plus vraisemblablement de structures en épingle à cheveux émises le long de la paroi, comme décrit par Kiya et Sasaki, d'échelle inférieure à celles associées au battement. La présence de telles structures a d'ailleurs pu être observée dans la littérature, notamment numériquement par Minguez *et al.* [42], cf. chapitre 1 figure 1.9(b).

D'une manière comparable à ce qui a été proposé précédemment dans le cadre de l'ana-

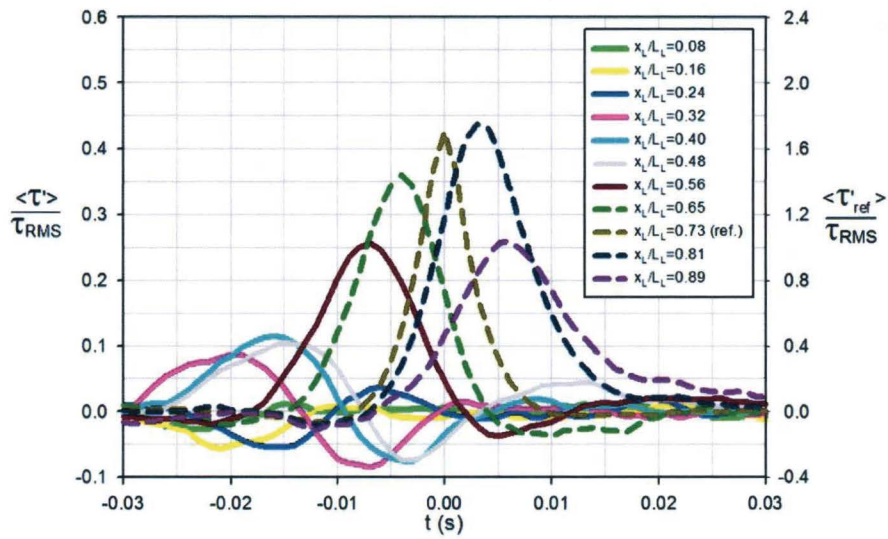


Figure 3.26 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne médiane de la lunette, $y/W = 0.000$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, en aval du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

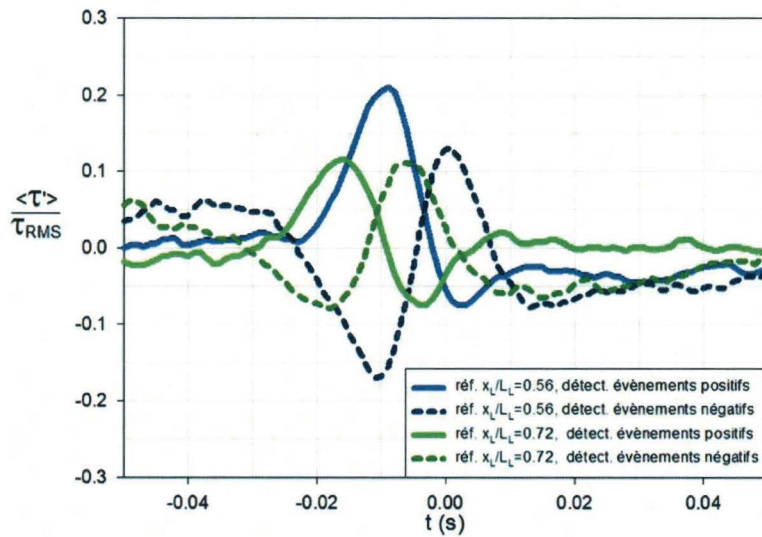


Figure 3.27 – Moyennes conditionnelles réalisées sur la sonde située en $x_L/L_L = 0.32$.

lyse corrélatoire, nous pouvons estimer la vitesse d'advection de ces structures à la paroi. Ceci peut être extrait du décalage temporel existant entre les différentes courbes permettant l'identification de la fréquence du phénomène d'émission de structures transversales ; mais également à partir des décalages temporels entre les maxima des moyennes conditionnelles des sondes à la sortie du bulbe décollé, la référence étant également placée à l'extérieur du bulbe décollé (figure 3.26). On suppose donc ici que les pics similaires sur les sondes suivant ou précédant la sonde de référence sont issus du même phénomène ayant transité le long de la lunette. Les deux méthodes donnent chacune une vitesse d'advection moyenne des structures à l'aval du bulbe de $0.33 \times U_0$, nettement inférieure à celle observée dans le cadre de l'analyse corrélatoire ($0.52 \times U_0$). Cette différence est due au phénomène de brouillage de phase induit par la méthode utilisée. Le calcul de ces vitesses d'advection utilise deux signaux différents issus des moyennes conditionnelles, doublant donc l'erreur commise du fait du brouillage de phase. Dans la littérature, Kiya et Sasaki [26] relèvent une vitesse d'advection des grosses structures de l'écoulement de l'ordre de $0.5 \times U_0$, dans le cas d'un bulbe décollé 2D.

En élargissant cette analyse des signaux issus des moyennes conditionnelles à la ligne $y/W = 0.125$, et par analogie, nous constatons des phénomènes tout à fait similaires, figures 3.28 et 3.29. Le changement d'allure des courbes à l'approche de la limite du bulbe se fait ici dès la sonde placée en $x_L/L_L = 0.48$. Le mouvement perd en cohérence au voisinage de la frontière du bulbe, d'une manière plus marquée que précédemment dans le cas de la ligne médiane. Les fréquences caractéristiques des phénomènes présents ont légèrement évolué. On observe à présent, en ce qui concerne la fréquence précédemment soulignée en $St_R = 0.83$, une fréquence réduite moyenne $St_R = 0.92$, soit $St_A = 2.31$ (figure 3.28). La fréquence assimilée à l'émission des structures en épingle à cheveux est elle aussi légèrement augmentée et vaut $St_R = 0.65$, soit $St_A = 1.64$ (figure 3.29). Ces résultats sur les lignes plus éloignées de l'axe médian de la lunette sont, une fois encore, à considérer avec précaution, l'axe moyen du mouvement du fluide à la paroi, déduit par analogie avec les lignes de frottement moyennes (*cf.* figure 3.1), n'étant pas orienté selon la ligne de sondes polarographiques correspondante. Les phénomènes sont donc à considérer qualitativement, les fréquences relatives relevées étant nécessairement faussées. La vitesse d'advection moyenne décelée dans la zone à l'aval du bulbe est de $0.40 \times U_0$, inférieure ici aussi à ce qui a été déduit précédemment au cours de l'analyse corrélatoire.

La ligne suivante, $y/W = 0.250$, possède des sondes placées dans le bulbe décollé, dans la zone à l'aval de celui-ci, ainsi que dans la zone d'impact de la structure longitudinale principale. La périodicité à l'intérieur du bulbe décollé, identifiée comme correspondant à la dynamique de recirculation de ce dernier, est à nouveau observable, figure 3.30. La fréquence correspondante est de $St_R = 1.08$, soit $St_A = 2.72$; cette fréquence évolue en augmentation à mesure que l'on s'éloigne de la ligne médiane de la lunette. Le phénomène lié à l'émission des structures en épingle à cheveux présente une fréquence réduite moyenne de $St_R = 0.73$, soit $St_A = 1.84$. Ce phénomène est détecté dans la zone à l'aval

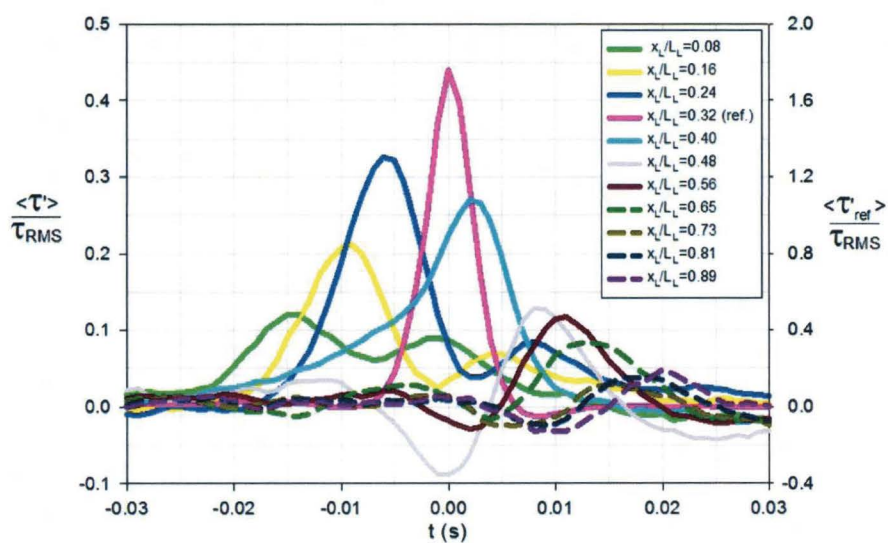


Figure 3.28 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.125$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les événements positifs.

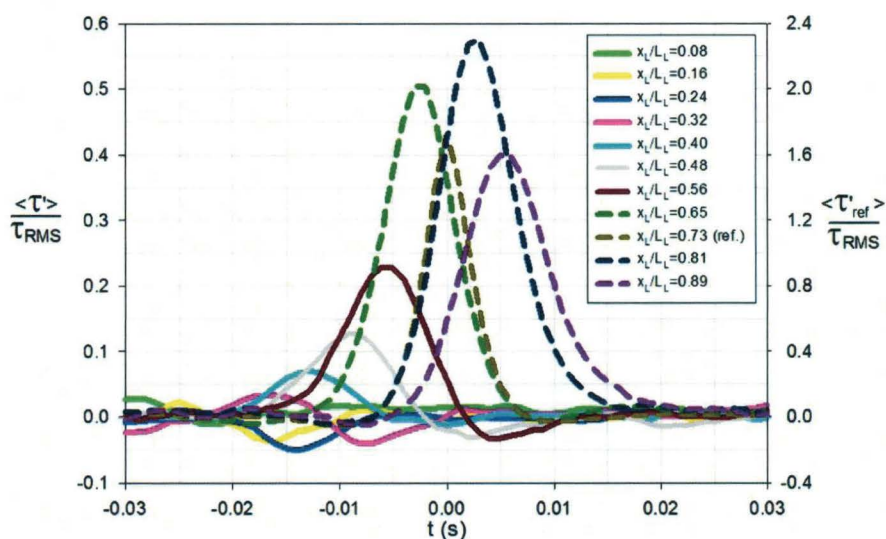


Figure 3.29 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.125$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, à l'aval du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les événements positifs.

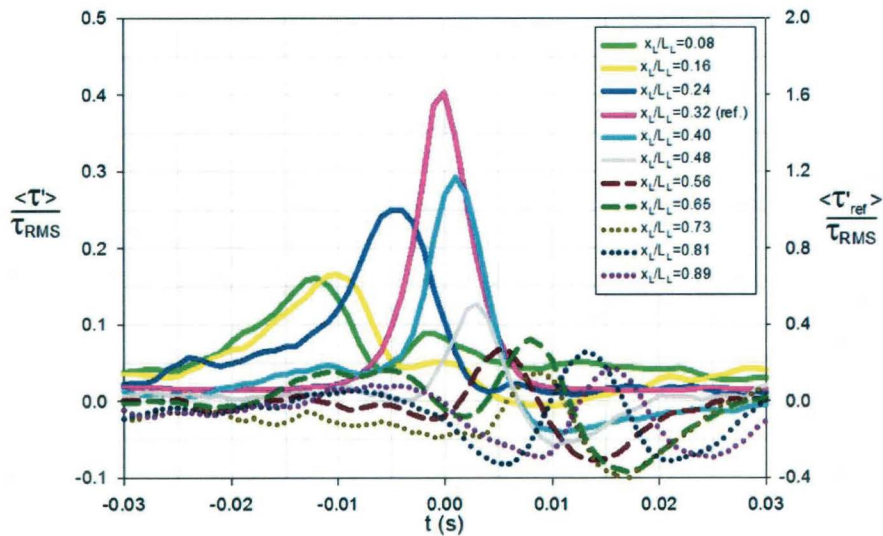


Figure 3.30 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.250$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

du bulbe, comme précédemment, mais également dans la zone d'impact des structures longitudinales principales à la paroi (figure 3.31). La vitesse d'advection moyenne relevée dans la zone à l'aval du bulbe est ici encore de $0.40 \times U_0$; dans la zone d'impact des structures longitudinales, cette vitesse d'advection moyenne est de $0.35 \times U_0$.

Sur la ligne de sondes $y/W = 0.375$, la plus proche de l'arête latérale de la lunette, la périodicité d'évènements attachée au mouvement de recirculation à l'intérieur du bulbe est plus difficilement identifiable sur la figure 3.32. Sur cette même figure, le signal de la sonde précédant la sonde de référence (repéré en trait continu bleu) montre un minimum local (éjection) suivi d'un pic de maximum local (balayage), ce qui apparaît être en opposition avec le même signal vu dans les cas précédents (figure 3.30 par exemple). Ceci s'explique par le fait que la position de la sonde de référence soit à présent située à proximité de la limite aval du bulbe. Une répétition d'évènements est identifiable sur les signaux correspondant à des sondes situées hors du bulbe, au sein de la zone d'impact de la structure longitudinale principale, à partir de la position $x_L/L_L = 0.56$ et jusqu'à la fin de la lunette, voir la figure 3.33. La fréquence correspondant à cette périodicité diminue à mesure que l'on avance au sein de cette structure, passant de $St_A = 1.78$ à 0.83 ; cette évolution est résumée dans la figure 3.34. La forte variation des temps caractéristiques ainsi observés tend à indiquer qu'il ne s'agit pas d'un phénomène périodique. Cette augmentation des temps caractéristiques à mesure que l'on évolue au sein de la structure tourbillonnaire longitudinale, lorsque le rayon de cette structure augmente, indique un phénomène probablement dépendant de la distance entre la position sur la lunette et l'axe central de la structure longitudinale dans l'écoulement, et donc du rayon de cette dernière en projection dans une coupe transversale de la structure. Ce phénomène atteste donc vraisemblablement de l'épanouissement de la structure tourbillonnaire longitudinale sur la paroi. La vitesse d'advection moyenne consta-

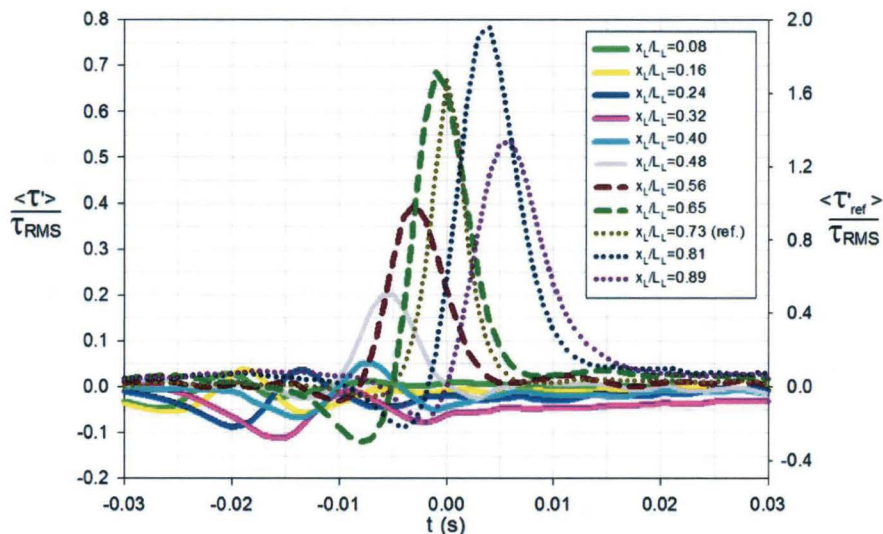


Figure 3.31 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.250$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.73$, au sein de la région d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale principale. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

tée dans la région d'impact des structures tourbillonnaires longitudinales sur la lunette, sur la ligne de sondes $y/W = 0.375$, est de $0.46 \times U_0$.

Cette analyse des signaux de frottement par moyennes conditionnelles a principalement permis de mettre au jour deux phénomènes périodiques supplémentaires sur la ligne médiane de la lunette du corps :

- une périodicité est détectée au sein du bulbe autour d'une fréquence réduite St_A de 2. Les mesures ne nous permettent pas néanmoins d'identifier l'origine de cette fréquence qui semble tout de même liée à la dynamique du bulbe décollé ;
- un phénomène d'émission de structures est relevé à partir du bulbe autour d'une fréquence réduite St_A de 1.4. Cette émission de structures vient s'ajouter à l'émission observée précédemment autour de $St_A = 0.23$, elles s'avèrent cependant vraisemblablement d'une échelle inférieure.

Ces fréquences augmentent légèrement à mesure que l'on s'éloigne de la ligne médiane de la lunette.

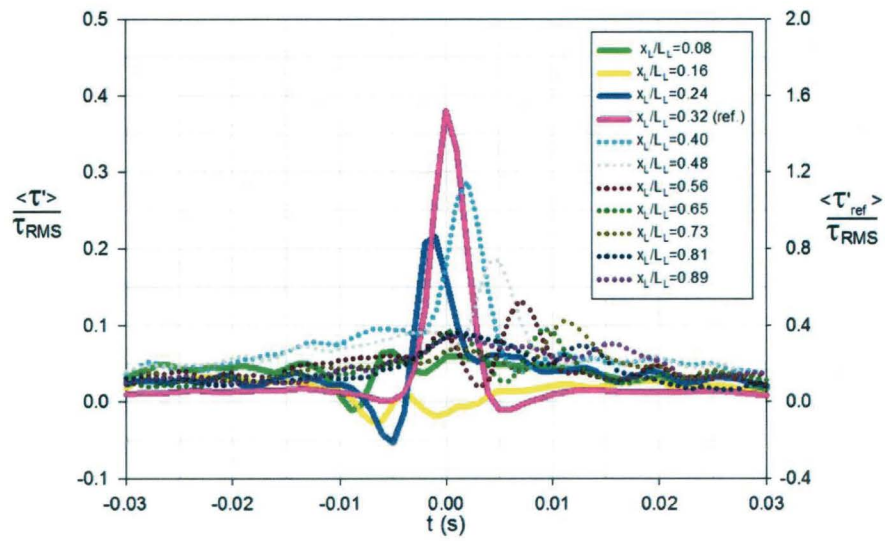


Figure 3.32 – Moyennes conditionnelles des sondes sur la ligne $y/W = 0.375$. La sonde de référence est la sonde placée en $x_L/L_L = 0.32$, à l'intérieur du bulbe décollé. La condition de détection est réalisée sur les évènements positifs.

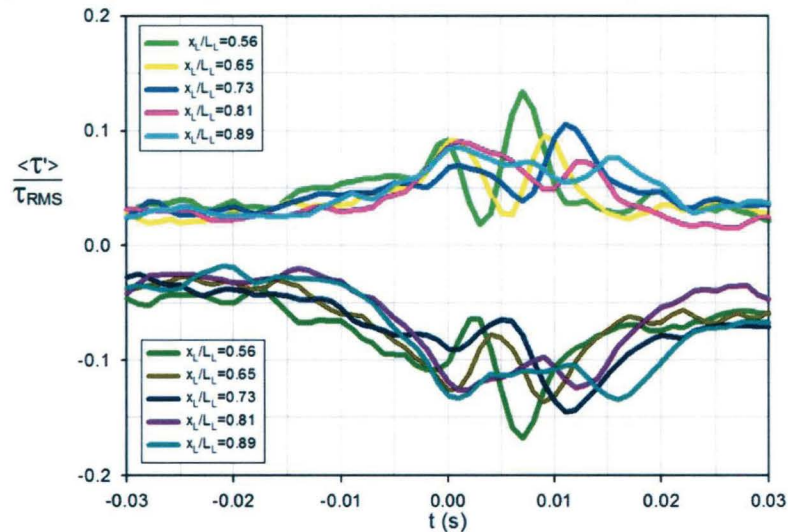


Figure 3.33 – Les courbes positives sont issues de la figure 3.32 ; les courbes négatives sont obtenues dans les mêmes conditions mais avec une détection basée sur les évènements négatifs. Les sondes étant toutes placées au sein de la région d'impact de la structure longitudinale principale, la représentation des courbes en fonction de la position de la sonde correspondante adoptée précédemment (pointillés pour les présents signaux) n'est pas respectée ici.

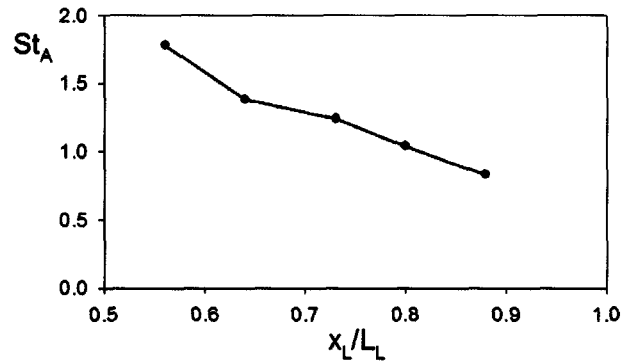


Figure 3.34 – Évolution des fréquences adimensionnées sur la figure 3.32 dans la région d'impact de la structure tourbillonnaire longitudinale.

3.6 Synthèse de la caractérisation par méthode polarographique

L'utilisation de la méthode polarographique sur la lunette arrière du corps nous a permis d'accéder à la dynamique de différentes structures tourbillonnaires présentes à proximité de cette paroi. Certains des phénomènes relevés ici n'ont pu être observés par les différentes méthodes de mesure employées précédemment dans la littérature, comme les mesures de pression à la paroi ou de vitesse dans l'écoulement. La mesure du frottement pariétal instationnaire constitue un moyen indéniable pour détecter la présence de structures complexes de l'écoulement. Le signal électrochimique est la signature de ces structures dont les échelles s'étendent sur une large gamme. Les phénomènes décrits ici permettent d'appréhender davantage la complexité de l'écoulement, notamment du fait des fortes interactions existant entre les différentes structures ; il n'est cependant pas exclu que certains aient été oubliés par cette investigation.

Le bulbe décollé possède un mouvement de battement au-dessus de la lunette :

- la fréquence réduite de ce battement est située en moyenne autour de $St_A = 0.23$, sur la ligne médiane ; cette fréquence diminue légèrement en s'éloignant de la ligne médiane ;
- ces événements de battement se produisent par bouffées dont la fréquence d'apparition est de $St_A \approx 0.03$;
- ce phénomène s'accompagne d'un détachement de structures tourbillonnaires issues du bulbe décollé, perceptible au-dessus et en aval de la lunette ;
- cette fréquence est également perceptible, en de faibles niveaux, légèrement en amont de l'arête supérieure de la lunette, sur le pavillon du corps ;
- une seconde émission de structures, vraisemblablement d'échelle inférieure à celle des structures décrites précédemment, se produit à l'aval du bulbe et le long de la paroi de la lunette, autour d'une fréquence réduite de l'ordre de $St_A = 1.4$ sur la ligne médiane, cette fréquence augmente elle aussi légèrement sur les lignes de sondes

polarographiques latérales ;

- enfin, le bulbe décollé présente une fréquence caractéristique adimensionnée située autour de $St_A = 2$ sur la ligne médiane de la lunette ; cette fréquence augmente légèrement à mesure que l'on s'éloigne de cette ligne, au sein du bulbe ; cette dernière fréquence n'a pas pu être expliquée.

Les structures tourbillonnaires longitudinales principales se développant sur les arêtes latérales de la lunette impactent la paroi de la lunette :

- elles génèrent une forte intensité de frottement à la paroi ;
- elles induisent des instationnarités à des fréquences réduites constantes et situées en $St_A = 0.30$ et 0.62 ;
- cette dernière est d'ailleurs observée dans le coin latéral de fin de pavillon, légèrement en amont de l'arête supérieure de la lunette arrière, ainsi que sur la partie haute du culot du corps ;
- le phénomène correspondant à ces instationnarités est interprété comme une variation de l'intensité des structures tourbillonnaires longitudinales au cours du temps.

L'interaction existant entre ces structures longitudinales et le bulbe décollé est particulièrement marquée, la fréquence caractéristique des structures longitudinales située autour de $St_A = 0.62$ est perceptible également au sein et en aval du bulbe. Les structures tourbillonnaires longitudinales interagissent également avec les structures tourbillonnaires présentes à proximité du culot du corps.

Il apparaît donc clairement que les différentes structures de l'écoulement présentes à proximité de la lunette doivent être considérées comme interdépendantes. De ce fait, les analyses de cet écoulement ne doivent en aucun cas se contenter d'étudier uniquement les phénomènes observables dans le plan médian, comme il est parfois le cas dans la littérature. De même, la présence de multiples instationnarités dans l'écoulement nous indique qu'étudier uniquement l'écoulement moyenné s'avère fortement réducteur. Ces considérations sont, bien entendu, à étendre aux tentatives de contrôle de l'écoulement autour de cette géométrie.

Chapitre 4

Contrôle de l'écoulement à l'aide d'un déflecteur

L'investigation menée sur la lunette du corps en canal hydrodynamique polarographique a permis d'appréhender la complexité de l'écoulement au-dessus de cette dernière. Cette complexité se caractérise par diverses instationnarités, ainsi que par la présence d'une interaction notable entre le bulbe décollé au-dessus de la lunette et les structures tourbillonnaires longitudinales se développant à ses abords immédiats. Un contrôle passif simple est mis en œuvre afin d'agir directement sur le bulbe décollé. Ce contrôle consiste en un déflecteur placé en fin du pavillon, sur l'arête supérieure de la lunette arrière. Nous nous intéressons en particulier aux mécanismes physiques impliqués dans la modification de cet écoulement et pouvant induire une diminution de la traînée du corps.

Cette étude d'un contrôle passif par déflecteur est réalisée dans la soufflerie subsonique à veine de retour du laboratoire TEMPO, décrite dans le chapitre 2. La maquette utilisée ici possède une échelle 1 : 1. La vitesse extérieure, en amont de la maquette, choisie pour cette étude est de 16 m/s, correspondant à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du corps Re_H de 3.1×10^5 . Les pesées par balance aérodynamiques sont également réalisées pour une vitesse de 40 m/s, soit un nombre de Reynolds Re_H de 7.7×10^5 , permettant ainsi d'obtenir une incertitude relative plus faible. En outre, comme nous l'avons rappelé précédemment, Krajnović et Davidson [28] démontrent par voie numérique que la topologie de l'écoulement autour de cette géométrie est insensible au nombre de Reynolds pour $Re_H \geq 2 \times 10^5$.

4.1 Caractérisation du cas de référence - sans contrôle

Il convient, en premier lieu, de s'attacher à caractériser l'écoulement autour du corps dans le cas de référence, sans contrôle passif par déflecteur. Des mesures PIV permettent, dans un premier temps, d'obtenir une vision globale de l'écoulement, et de vérifier ainsi

que l'écoulement présent est conforme à celui observé dans la littérature.

Les mesures PIV sont tout d'abord réalisées dans le plan médian du corps (plan (O, \vec{x}, \vec{z}) , $y = 0$), il importe de vérifier avant toute chose la présence du décollement sur la lunette arrière naissant sur l'arête entre le pavillon et la lunette. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, Morel [44], puis plus récemment Thacker [62], montrent que l'arête séparant le pavillon de la lunette est un élément critique pour la topologie de l'écoulement autour de ce type de géométrie.

La totalité des structures tourbillonnaires décelables dans le plan de symétrie du corps est ici présente. L'écoulement décolle au niveau de l'arête supérieure de la lunette arrière, en fin de pavillon, puis recolte, formant ainsi le bulbe décollé sur la lunette arrière, en coupe sur la figure 4.1(a). Les lignes de courant (projetées dans le plan (O, \vec{x}, \vec{z})) des deux structures moyennes contrarotatives de culot apparaissent à l'arrière du corps. On note la présence d'importantes fluctuations de vitesse derrière l'arête supérieure de la lunette et l'arête inférieure du culot, figure 4.1(a), qui correspondent au bulbe décollé et aux lâchers tourbillonnaires alternés de l'instabilité de Bénard-von Kármán existant dans le sillage du corps.

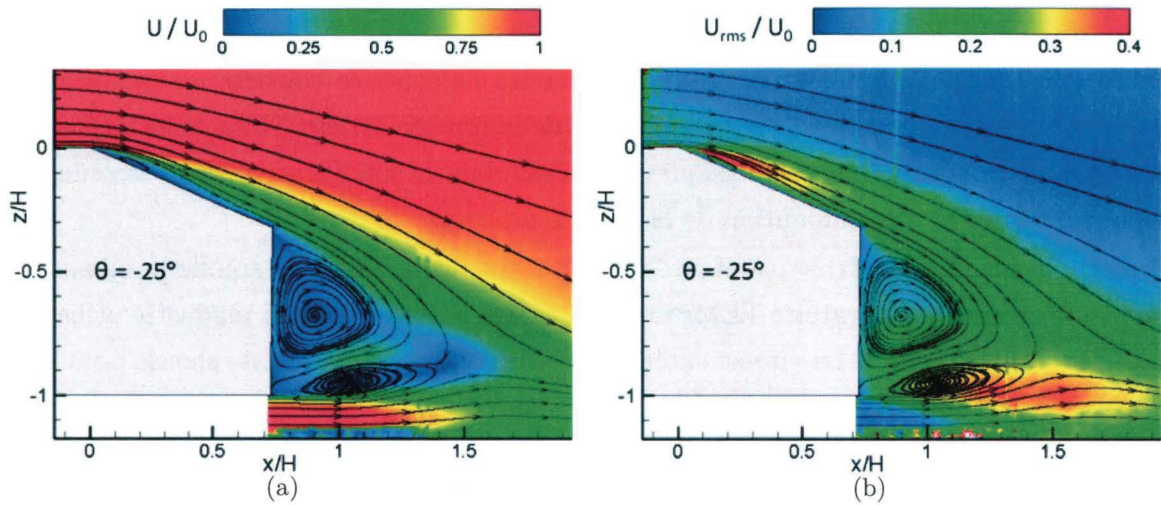


Figure 4.1 – Champs PIV dans le plan médian du corps (plan xOz , $y = 0$) : vitesse moyenne adimensionnée (a) et fluctuation de vitesse adimensionnée (b).

Une visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement a été réalisée sur la lunette arrière du corps. La représentation adoptée dans la figure 4.2 est inspirée de celle proposée par Spohn et Gilliéron [60] (voir figure 1.6). On observe ici l'impact du bulbe décollé sur la lunette, ainsi que celui, plus net encore, de la structure tourbillonnaire longitudinale principale qui se développe sur l'arête latérale de la lunette arrière (triangle ABC) accompagnée de la structure secondaire qu'elle entraîne (entre la ligne AB et l'arête latérale de la lunette). La visualisation pariétale réalisée ici ne permet pas cependant de distinguer la troisième structure, emmenée par la structure secondaire, décrite dans la littérature. Elle ne nous permet pas non plus d'estimer correctement la longueur de recirculation du bulbe

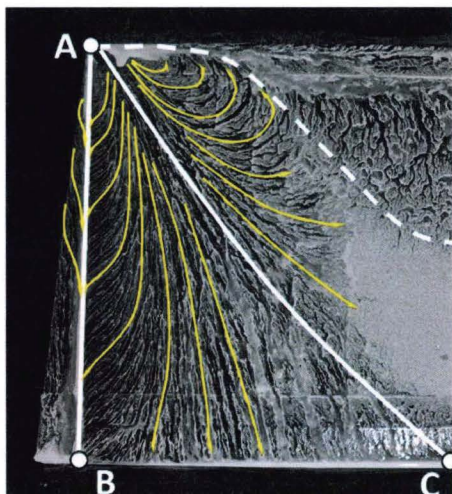


Figure 4.2 – Visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement réalisées par enduit visqueux : la ligne AC correspond à la ligne pariétale de décollement de la structure tourbillonnaire longitudinale principale, la ligne AB correspond à la ligne d'attachement des structures tourbillonnaires longitudinales principale et secondaire, seule la moitié de la lunette est représentée ici.

sur la ligne médiane de la lunette, la limite du bulbe se situant au cœur de la zone blanche de concentration d'enduit au centre de la lunette.

Une mesure par PIV stéréoscopique est réalisée dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot (plan (\vec{y}, \vec{z})), en vue depuis l'aval, situé à $x/L = 0.4$, correspondant approximativement au lieu où les structures tourbillonnaires de culot se rejoignent dans le plan de symétrie du corps. On observe ainsi une coupe de la structure tourbillonnaire longitudinale principale dans le sillage du corps. L'enroulement de la structure est parfaitement identifiable, en particulier dans la représentation en vue 3D depuis l'aval, la profondeur correspondant à la composante longitudinale de vitesse (figure 4.3(a)). On distingue également un fort déficit de vitesse dans le sillage, dissocié de la structure longitudinale. La position choisie pour le plan de mesure donne des vitesses quasi nulles au cœur des structures de culot. L'imbrication du sillage principal et de la structure tourbillonnaire longitudinale issue de la lunette arrière témoigne également de l'interaction existant entre ces structures. On distingue sur le champ de vorticité longitudinale (figure 4.4(a)), sous la zone de vorticité de la structure longitudinale, une plus petite zone dont la vorticité est marquée. Le champ de fluctuation (figure 4.4) de la vitesse présente une forte valeur au sein de la région de rapprochement des structures de culot, qui s'étend jusqu'à la zone identifiée comme correspondant à une interaction avec la structure tourbillonnaire longitudinale. L'écoulement autour du corps interagit avec le sol, dans la zone de soubassement et dans la zone de sillage, mais également dans la zone latérale du sillage, sur le côté du corps.

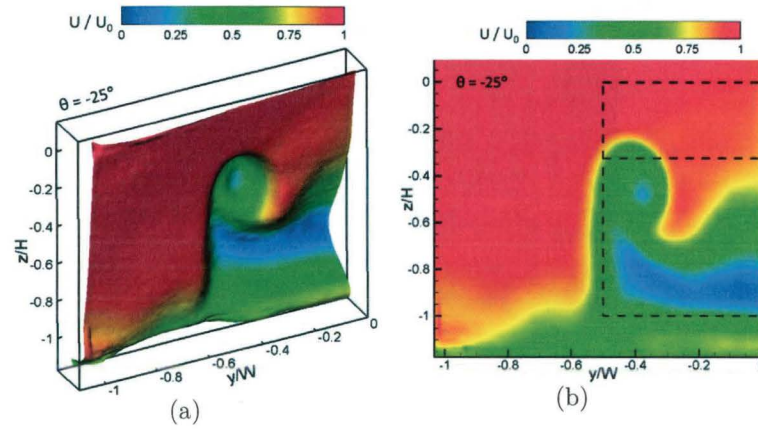


Figure 4.3 – Champ SPIV dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot, à 0.22 m de celui-ci (plan yOz , $x = 0.42$, $x/L = 0.4$), vu de l'aval, norme de vitesse moyenne : vue 3D (a), la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse, et sans perspective (b). Les lignes noires discontinues correspondent aux limites de l'arrière du corps de Ahmed et de sa lunette.

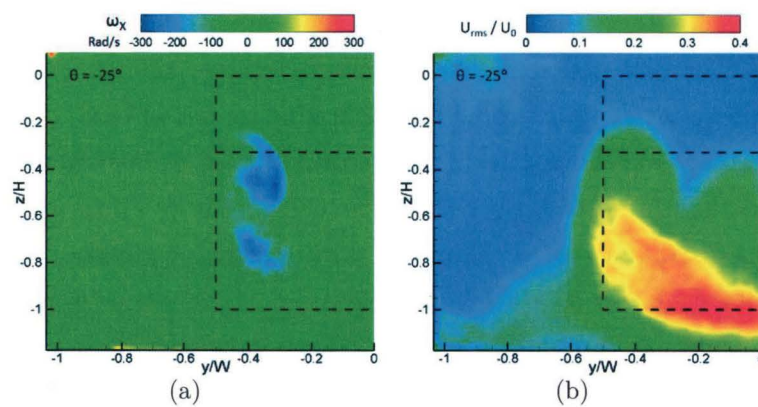


Figure 4.4 – Champ SPIV dans le sillage du corps, composante longitudinale de vorticité (a), et fluctuation de vitesse (a)

4.2 Description du contrôle par déflecteur

Le dispositif de contrôle passif utilisé dans cette étude consiste en un déflecteur (figure 4.5). Ce contrôle s'inspire de l'étude réalisée par Beaudoin et Aider [5] (voir le chapitre 1), dans laquelle les auteurs procèdent à une étude paramétrique de l'influence de différents déflecteurs placés sur les arêtes de l'arrière d'un corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 30° .

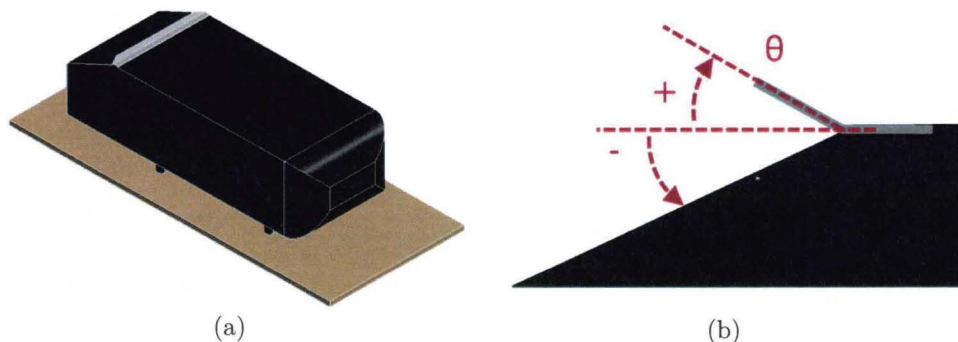


Figure 4.5 – Schéma du dispositif de contrôle : vue générale du corps avec déflecteur(a), et vue de côté (b).

Dans notre étude, le déflecteur est réalisé par des plaques de métal de deux millimètres d'épaisseur interchangeables pliées dans le sens de la longueur à différents angles, et de largeur identique à celle de la maquette. Les extrémités de la partie déflectrice sont coupées à 45° , de manière à ce que le déflecteur ne vienne pas perturber le développement de la structure tourbillonnaire longitudinale. Il s'agit en effet ici d'agir directement sur, et uniquement sur, le décollement se produisant sur l'arête supérieure de la lunette arrière.

Le dispositif est fixé sur le corps en fin de pavillon, une rainure est réalisée à cet endroit afin de compenser l'épaisseur du moyen de contrôle. L'angle de déflexion est noté θ et correspond à l'angle entre l'axe \vec{x} et le déflecteur dans le plan (O, \vec{x}, \vec{z}) . Cet angle θ est donc nul lorsque le déflecteur est horizontal, négatif en dessous de l'horizontale (dirigé vers la lunette) et positif en dessus, le cas sans contrôle correspond ainsi à un angle θ de -25° .

4.3 Mesure directe des efforts aérodynamiques

L'influence du déflecteur est tout d'abord observée sur les efforts aérodynamiques, mesurés par balance aérodynamique six composantes (seuls les efforts de traînée et portance sont considérés). Les pesées aérodynamiques sont réalisées sur la maquette sans pieds, le but étant de découpler la maquette du sol tout en conservant l'espace de soubassement.

Les mesures par balance aérodynamique (figure 4.6) indiquent en premier lieu une augmentation de l'effort de traînée lorsque l'angle de déflexion augmente de $\theta = -25^\circ$ à

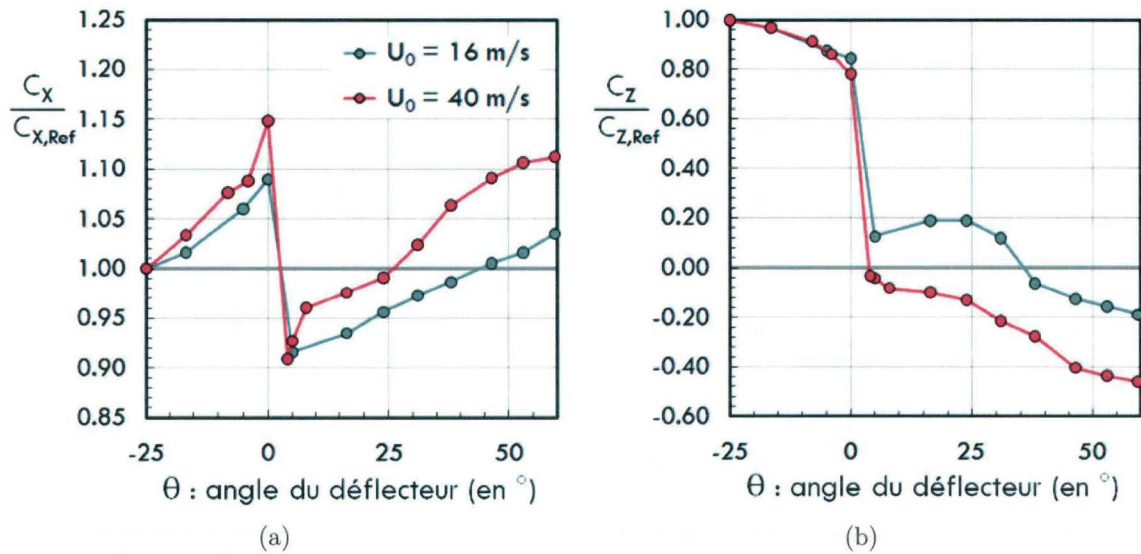


Figure 4.6 – Évolution des coefficients d'efforts aérodynamiques, exprimés relativement au cas sans contrôle, en fonction de l'angle de déflexion : traînée (a) et portance (b).

$\theta = 0^\circ$. Ceci peut aisément s'expliquer par une augmentation de la bulle de recirculation sur le pavillon directement pilotée par le déflecteur, ce qui entraîne une diminution des pressions sur la lunette, induisant donc une augmentation de l'effort de traînée, jusqu'à +10% à 16 m/s et +15% à 40 m/s. La pente de l'effort de traînée augmente légèrement avec l'angle de déflexion. La portance se trouve quant à elle diminuée (d'environ 20%).

Entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = +5^\circ$ ($\theta = +4^\circ$ à 40 m/s), on constate une chute brutale des deux coefficients aérodynamiques considérés. La traînée chute d'environ 20% (16% à 16m/s et 21% à 40 m/s) entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = +5^\circ$, ce qui correspond à un gain d'environ 9% comparé au cas de référence ($\theta = -25^\circ$). La portance est quant à elle diminuée jusqu'à être annulée.

Les coefficients aérodynamiques continuent ensuite d'évoluer avec l'angle de déflexion, de manière comparable à leur comportement avant la chute brutale. La pente d'accroissement de la traînée est toutefois légèrement réduite.

Le phénomène de chute des coefficients aérodynamiques observé ayant un effet important et supposé soudain (situé entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 4^\circ$, une étude plus fine de la valeur limite de θ n'a pas été effectuée), on suppose qu'il est le fait d'un phénomène physique prépondérant intervenant dans l'écoulement autour du corps. Des mesures complémentaires de l'écoulement autour du corps sont donc nécessaires afin de comprendre le phénomène physique induisant cette modification des efforts aérodynamiques.

Du point de vue d'un véhicule réel, la réduction observée sur la traînée est d'un intérêt évident pour la consommation d'énergie nécessaire au mouvement. La diminution de la force de portance s'avère également bénéfique. Cela signifie en effet que le véhicule sera davantage plaqué contre le sol, permettant ainsi une meilleure adhérence des roues motrices et une stabilité probablement améliorée.

4.4 Étude de l'évolution du champ aérodynamique avec contrôle

Une investigation de l'effet du contrôle sur l'écoulement autour du corps est réalisée par mesures PIV standard, 2 dimensions - 2 composantes, en différents plans longitudinaux, mais également par PIV stéréoscopique, 2 dimensions - 3 composantes, dans un plan transverse en aval du corps ; les différents plans de mesure sont reportés dans la figure 4.7. Nous nous intéressons en particulier à 6 configurations :

- le cas sans contrôle : $\theta = -25^\circ$
- trois cas correspondant à la première partie d'évolution de la courbe de traînée : $\theta = -16^\circ$, $\theta = -5^\circ$ et le cas limite $\theta = 0^\circ$
- deux cas correspondant à la seconde partie d'évolution des efforts aérodynamiques : $\theta = +5^\circ$, le cas limite, et $\theta = +16^\circ$.

4.4.1 Champs de vitesses dans le plan médian

Les champs de mesures de vitesses dans le plan médian par PIV, plan numéroté 1 dans la figure 4.7, sont présentés en figure 4.8. Lorsque l'angle θ évolue, à partir de -25° et jusqu'à 0° , on observe une augmentation de la zone décollée sur la lunette, qui ne recolle plus dès $\theta = -5^\circ$. Ceci explique la majeure partie de l'augmentation de traînée observée entre $\theta = -25^\circ$ et 0° . Cette structure reste toutefois distincte de la structure de culot supérieure. Cette dernière se rapproche du culot à mesure que l'angle de déflexion augmente. Ceci tend donc à augmenter la dépression au culot, augmentant du même coup la traînée à mesure que la structure s'approche du culot, ce qui peut être comparé à l'augmentation de la pente de la traînée observée dans cette gamme d'angles de déflexion.

Lorsque $\theta = +5^\circ$, la structure décollée sur la lunette fusionne, dans ce plan, avec la structure supérieure de culot, qui reste elle toujours plaquée contre le culot. Le décollement est alors massif, plus proche de ce que l'on peut observer pour des géométries de corps de Ahmed avec un angle de lunette arrière supérieur à 30° (se reporter au chapitre 1). Lorsque l'angle de déflexion θ augmente encore davantage, la structure supérieure s'éloigne de la

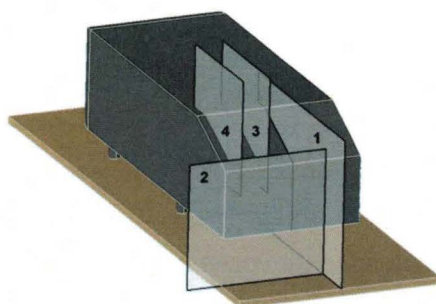


Figure 4.7 – Positions des plans de mesure par méthode PIV : 1. PIV en $y/W = 0$; 2. PIV stéréoscopique en $x/L = 0.40$; 3. PIV en $y/W = 0.25$; 4. PIV en $y/W = 0.44$.



paroi du culot, ce qui peut être rapproché de la diminution de pente de la courbe de traînée observée après l'angle de déflexion critique. Un retour de fluide, correspondant à une structure tourbillonnaire secondaire entraînée par la structure décollée principale, intervient en fin de lunette sur le champ PIV correspondant au cas $\theta = +16^\circ$.

Lorsque θ est compris entre -5° et $+5^\circ$, on observe la présence d'un point source des lignes de courants (moyennes, et projetées dans le plan (O, \vec{x}, \vec{z})) en fin de lunette, il indique une alimentation transversale de l'écoulement dans le plan (O, \vec{x}, \vec{z}) . Il paraît donc évident que les mesures réalisées dans le plan médian sont insuffisantes pour appréhender la complexité du changement topologique intervenant dans l'écoulement entre les cas $\theta = 0^\circ$ et $\theta = +5^\circ$.

Les champs d'écart-type de vitesse sont présentés en figure 4.9. Les raccords entre les différents plans de mesure sont davantage visibles sur ces champs, une convergence de cette donnée demandant un plus grand nombre de champs instantanés que la norme de vitesse moyenne.

L'augmentation de l'angle de déflexion entraîne ici une augmentation de la taille de la zone présentant une agitation notable dans le sillage du corps (dans le plan médian), avec notamment, comme précédemment, une augmentation de la taille du sillage. Lorsque le sillage augmente, en hauteur et en longueur, on observe également une augmentation de la zone de fort écart-type au niveau du soubassement, la limitation de la réduction du sillage permettant certainement aux structures issues du soubassement de se développer davantage. On constate sur les lignes de courant un éloignement de la structure tourbillonnaire moyenne issue du soubassement.

4.4.2 Champs de vitesses dans le sillage

Des mesures PIV stéréoscopiques sont réalisées dans le sillage, à une distance $x/L = 0.21$ en aval du culot (plan (\vec{y}, \vec{z}) , position $x/L = 0.40$), plan numéroté 2 dans la figure 4.7, et présentées sur la figure 4.10 en vue 3D, la profondeur correspondant à la composante longitudinale de vitesse, mettant en évidence l'enroulement de la structure longitudinale, et sur la figure 4.11 en vue "à plat", permettant une meilleure lecture des niveaux de vitesse.

θ	-25°	-16°	-5°	0°	5°	16°
$\int_{\Sigma} \vec{\omega} \cdot \vec{n} dS \text{ (m}^2 \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	1.84	1.80	1.98	1.62	0.69	0.23

Tableau 4.1 – Intégrale de vortacité longitudinale dans le champ de mesure par PIV stéréoscopique.

La figure 4.11(a) correspondant au cas référence présente, comme relevé précédemment, une structure tourbillonnaire longitudinale (en coupe). On peut remarquer le déficit de vitesse dans le sillage dû à la présence du corps ainsi que sur le côté du corps, l'interaction entre le corps, son pied, et le sol.

Les figures 4.11(b) à 4.11(d), correspondant aux cas de $\theta = -16^\circ$ à $\theta = 0^\circ$, présentent des caractéristiques tout à fait similaires, avec cependant une diminution visible de la

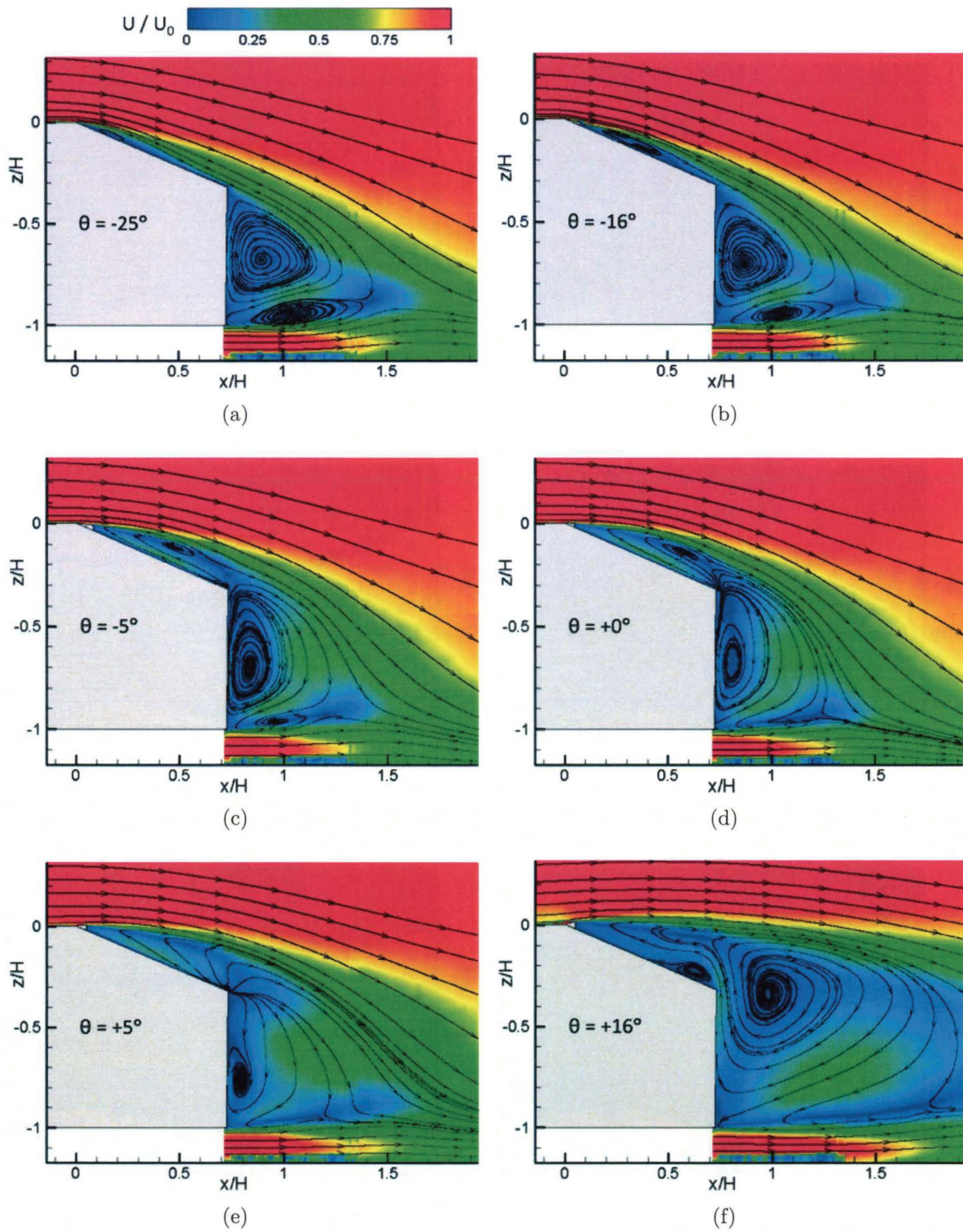


Figure 4.8 – Champs de vitesse moyenne dans le plan médian ($y = 0$).

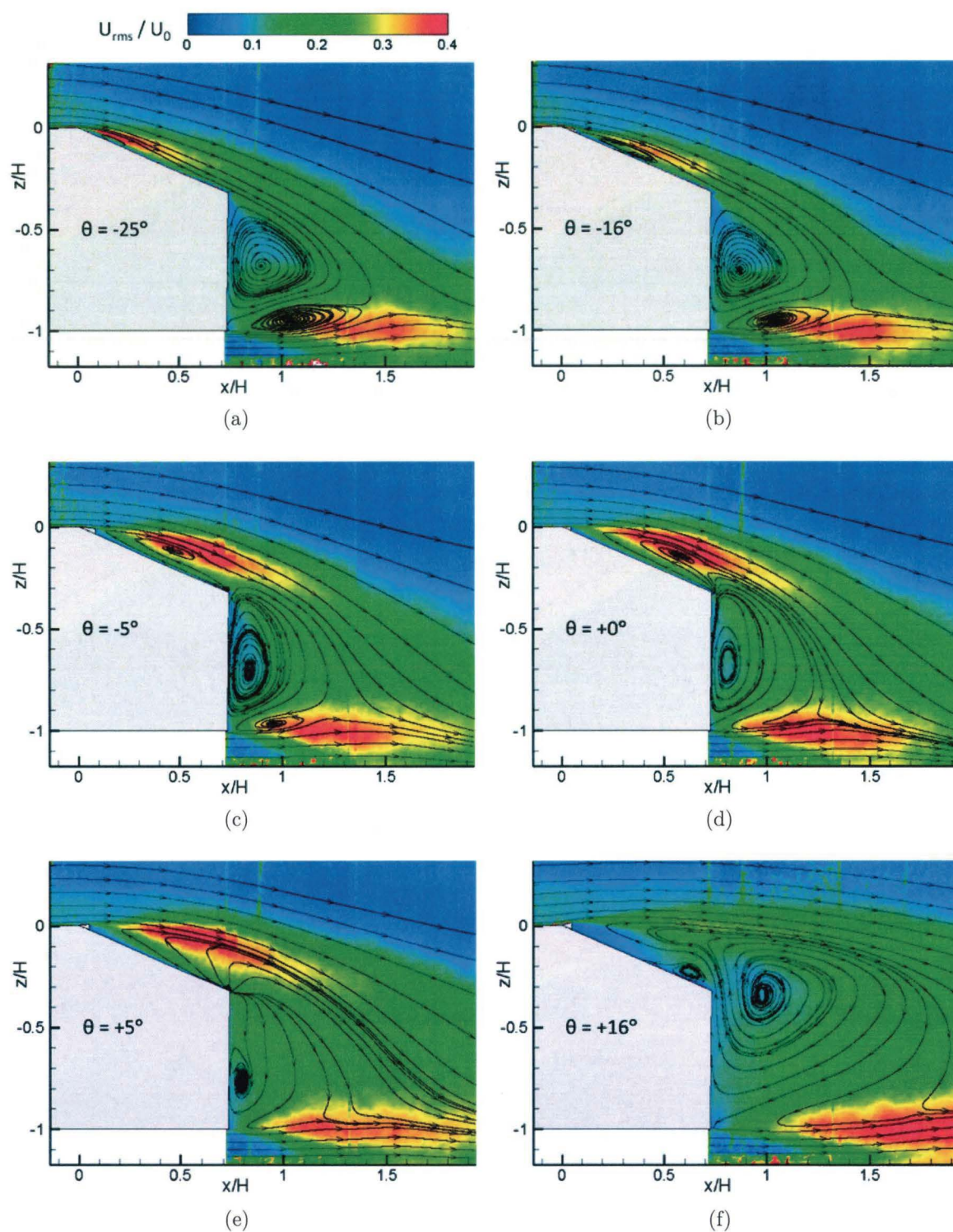


Figure 4.9 – Champs de fluctuation de vitesse dans le plan médian.

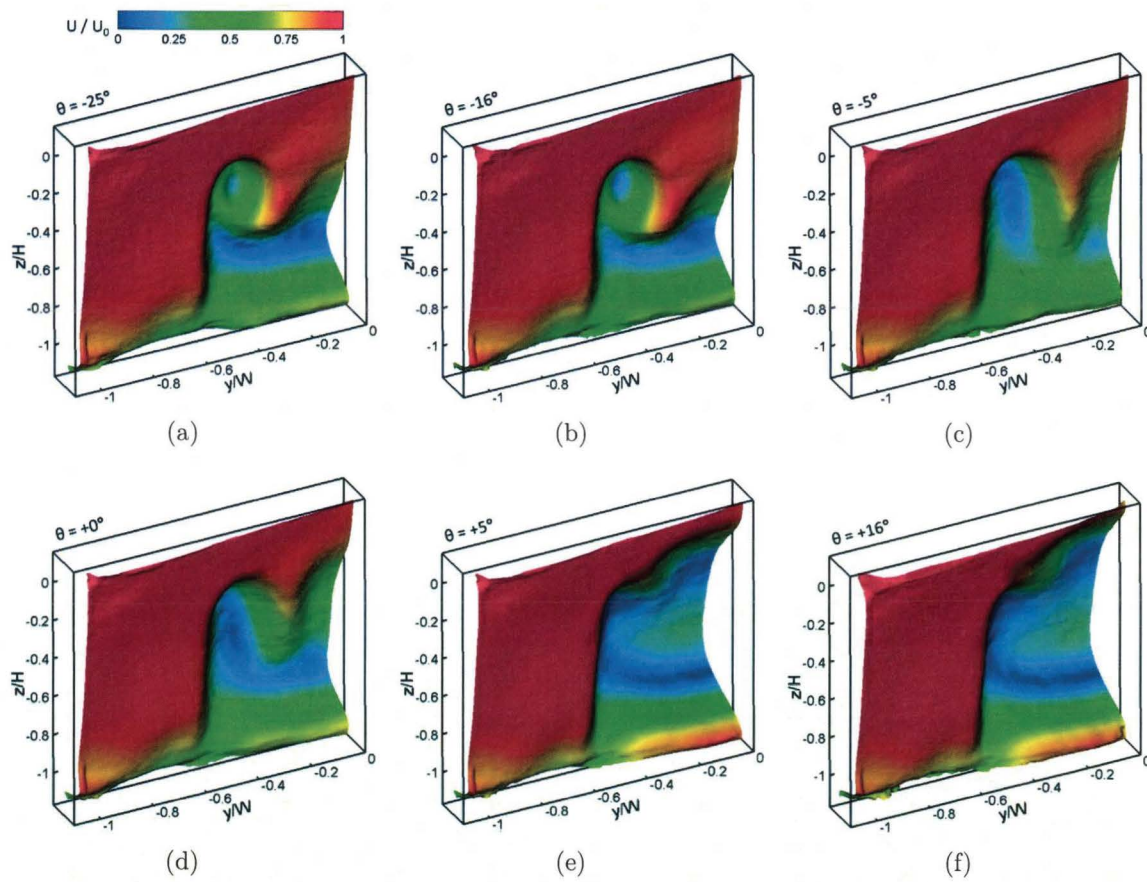


Figure 4.10 – Champs de vitesse moyenne adimensionnée, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$, en vue 3D depuis l'aval du plan de mesure, la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse.

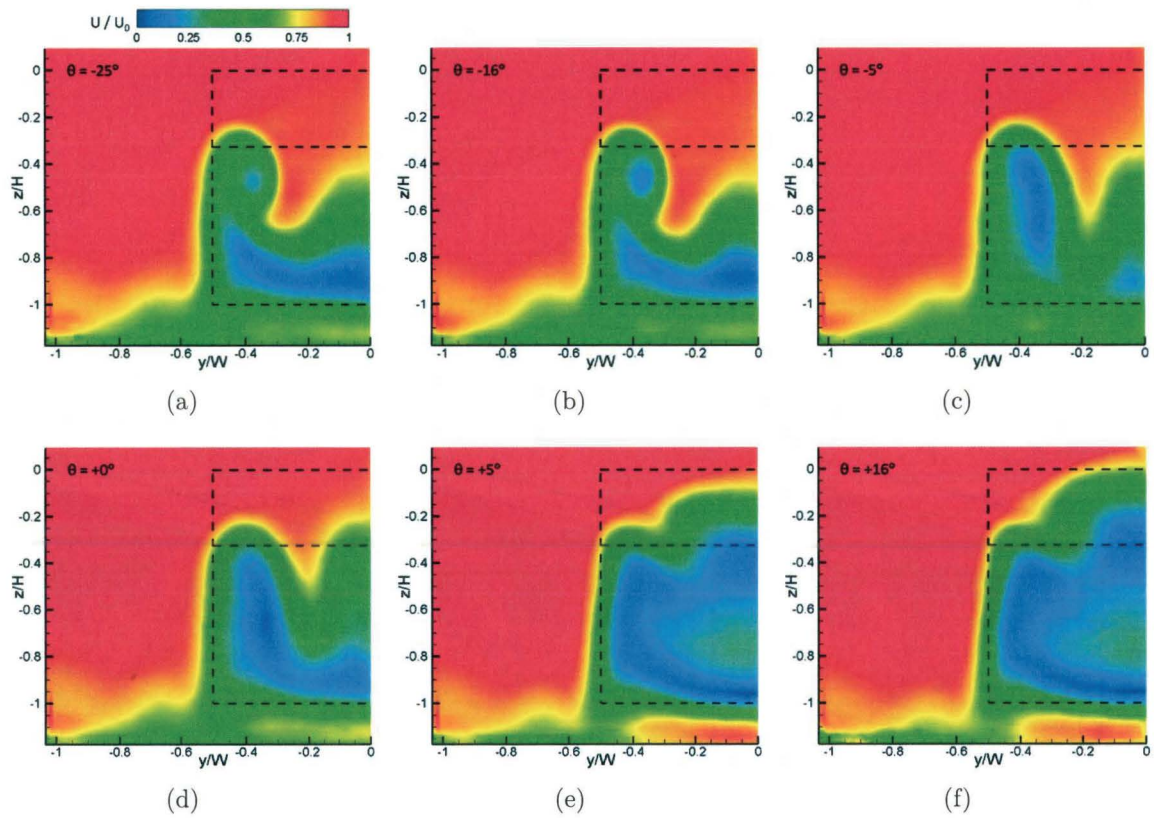


Figure 4.11 – Champs de vitesse moyenne adimensionnée, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$, en vue "à plat".

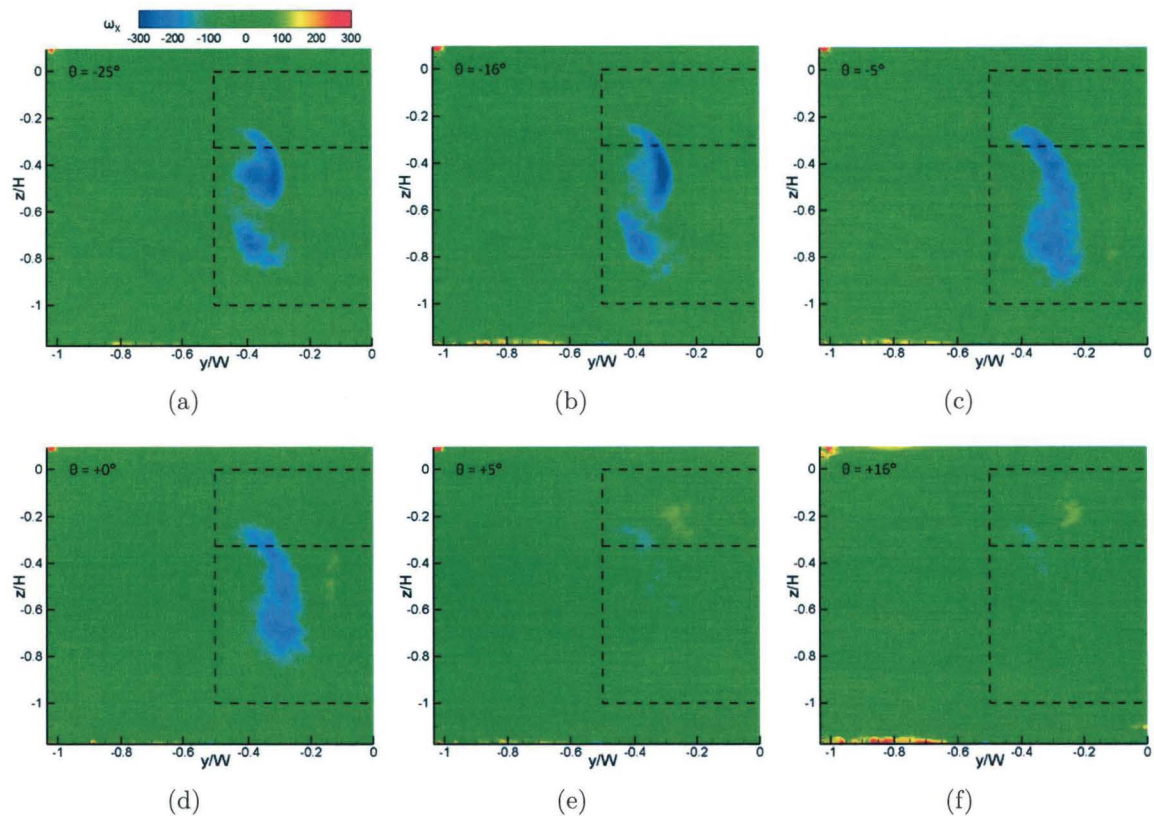


Figure 4.12 – Champs de vorticité longitudinale, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$.

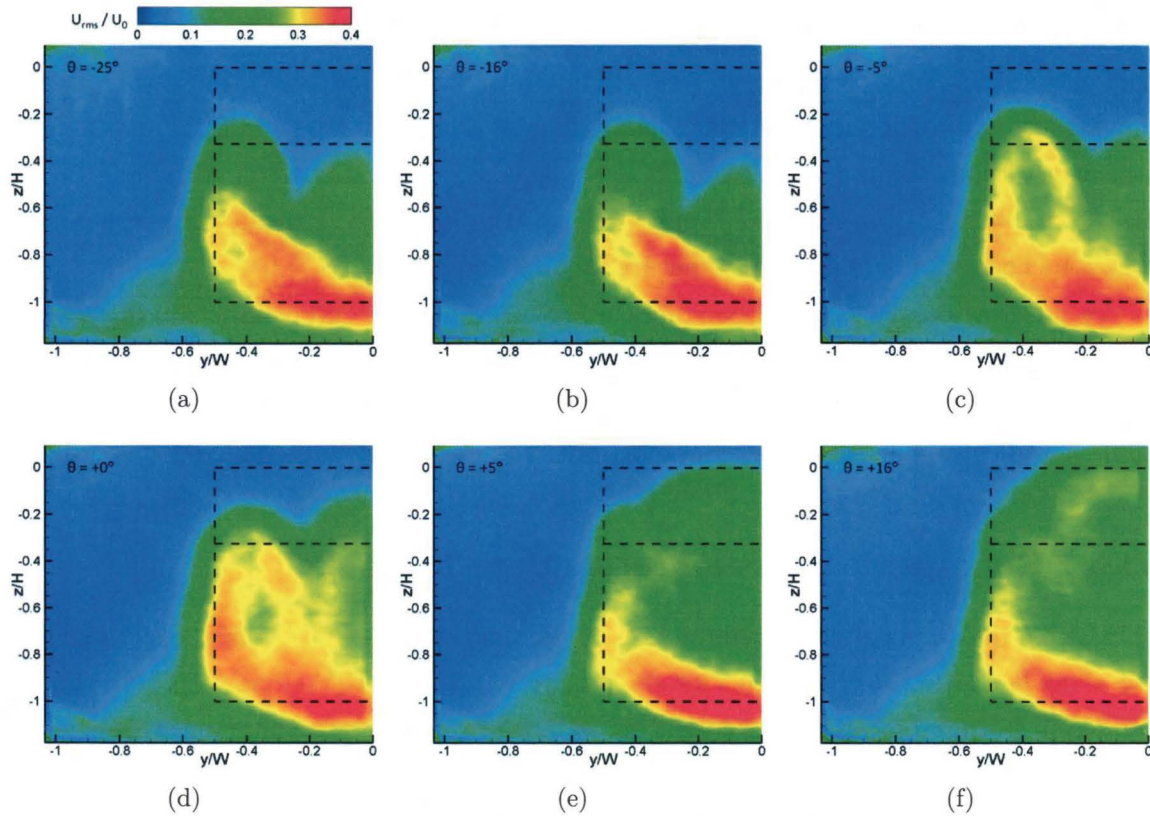


Figure 4.13 – Champs de fluctuation de vitesse, par PIV stéréoscopique dans le plan $x/L = 0.40$.

cohérence de la structure tourbillonnaire longitudinale, accompagnée de son élargissement, ainsi qu'une augmentation de la hauteur du sillage principal derrière le corps. La réduction de la cohérence de la structure longitudinale est confirmée par les champs de vorticité (figure 4.12) ainsi que par l'évolution de l'intégration de la composante longitudinale de vorticité, l'intensité tourbillonnaire $|\int_{\Sigma_{SPIV}} \vec{\omega}_X \cdot \vec{n} dS|$ (table 4.1), réalisée sur le champ de mesure SPIV, la valeur de la composante longitudinale de vorticité étant quasi nulle en dehors de la structure tourbillonnaire longitudinale.

Lorsque $\theta > 0^\circ$, figures 4.11(e) et 4.11(f), la structure tourbillonnaire longitudinale et le sillage principal se combinent en un sillage plus global, que l'on rapprochera à nouveau de ce qui est observé pour des géométries de corps de Ahmed dont l'inclinaison de lunette arrière est supérieure à 30° . Bien que l'on constate toujours une légère trace de la structure longitudinale sur les champs de vorticité, il devient difficile, vu le manque de cohérence de la structure et sa combinaison probable avec le sillage principal, de considérer la structure tourbillonnaire longitudinale comme étant encore présente. L'intensité tourbillonnaire subit une réduction de l'ordre de 60% entre le cas avec $\theta = 0^\circ$ et celui avec $\theta = 5^\circ$, et de l'ordre de 85% entre le cas avec $\theta = 0^\circ$ et celui avec $\theta = 16^\circ$. Ce changement de topologie d'écoulement permet également à l'écoulement de soubassement de "s'épanouir" davantage (observable également sur les champs de PIV dans le plan médian). La superficie du sillage augmente fortement, en comparaison aux cas où $\theta \leq 0^\circ$.

Les champs de fluctuation de vitesse, figure 4.13, sont conformes à ce que nous avons observé sur les champs de vitesse moyenne. On relève ici aussi la disparition de la signature de la structure tourbillonnaire longitudinale dans le sillage, lorsque $\theta > 0^\circ$. Alors que nous avons constaté une diminution de la cohérence de la structure tourbillonnaire longitudinale entre $\theta = -25^\circ$ et 0° , on remarque une augmentation de la fluctuation de vitesse au sein de la zone correspondant à cette structure longitudinale.

Ces mesures par PIV stéréoscopique confirment donc une importante modification de la topologie de l'écoulement, qui intervient de manière aussi brutale que ce qui est observé sur les courbes des efforts aérodynamiques subis par le corps. Cette évolution du sillage est visiblement liée, en partie, au développement des structures tourbillonnaires longitudinales.

4.4.3 Champs de pression totale dans le sillage

Des champs de perte de pression totale ont également été réalisés dans le sillage, figure 4.14, dans la position utilisée pour les champs de vitesse par PIV stéréoscopique, la sonde de référence étant placée en amont du corps, au sein de l'écoulement non perturbé. Les prises de pression totale dans le champ ont été effectuées à l'aide d'un peigne de sondes de Kiel. L'observation de ces champs est identique à ce qui a été relevé dans le cadre des champs de norme de vitesse moyenne par PIV stéréoscopique.

Au cours des mesures à l'aide du peigne de sondes de Kiel (*cf.* figure 2.12(b)), il a été remarqué que, dans le cas où $\theta = 0^\circ$, le passage du peigne dans le sillage, intrusif, pouvait modifier fortement la topologie de l'écoulement, le champ de pressions devenant alors proche de celui observé lorsque $\theta = 5^\circ$. Par la suite, le déplacement du peigne ne permettait pas de retrouver l'écoulement initial. La seule solution pour retrouver l'écoulement non perturbé par le peigne de sondes était alors un arrêt de la soufflerie, puis un redémarrage. Il ne s'agit pas du sujet de la présente étude, il est cependant à noter qu'une étude de la sensibilité de l'écoulement à un perturbateur discret dans le sillage pourrait s'avérer intéressante.

4.4.4 Visualisations par enduit visqueux sur la lunette

Des visualisations des lignes de frottement pariétales moyennes par enduit visqueux, réalisées à $Re_H = 7.7 \times 10^5$, permettent de s'intéresser plus particulièrement au développement des structures tourbillonnaires sur la lunette arrière du corps. Une représentation similaire à celle proposée par Spohn et Gilliéron [60] (*cf.* figure 1.6(b)) est adoptée afin de permettre une meilleure visibilité des évolutions, figure 4.15. La ligne AB correspond à la ligne moyenne de séparation des deux structures longitudinales contrarotatives, principale et secondaire, qui se développent à proximité de la lunette. AC correspond, quant à elle, à la ligne moyenne d'attachement de la structure tourbillonnaire longitudinale principale. Les cas étudiés ici sont identiques à ceux traités précédemment, à savoir $\theta = -25^\circ, -16^\circ$,

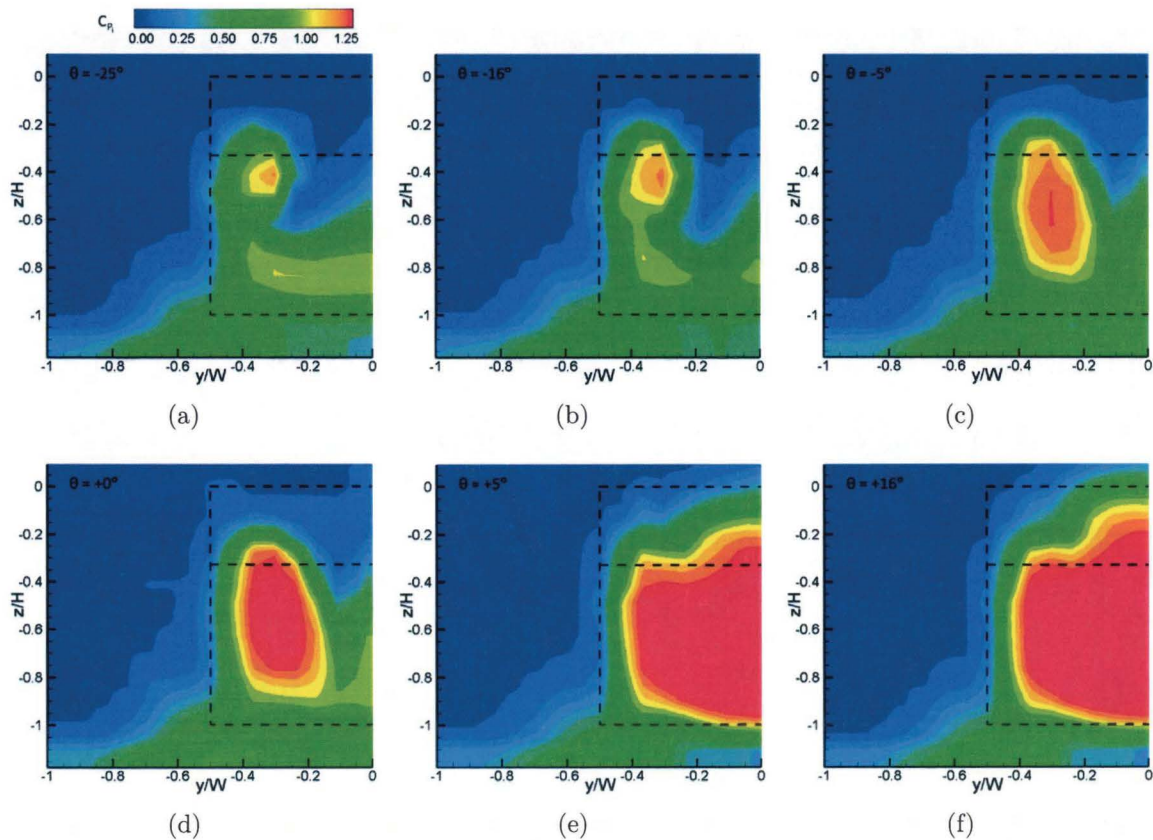


Figure 4.14 – Cartographies de coefficient de perte de pression totale dans le plan $x/L = 0.40$.

-5° , 0° et 16° .

À mesure que l'angle du déflecteur augmente, à partir du cas référence et jusqu'à $\theta = 0^\circ$, la structure décollée sur la lunette augmente en longueur et en largeur. Son élargissement écarte la structure tourbillonnaire longitudinale sur le côté de la lunette, vers l'arête latérale. La superficie de l'impact de cette structure longitudinale sur la lunette s'en trouve réduite. La forme de cette zone d'impact est également modifiée, les lignes AB et AC devenant plus courbes.

Lorsque $\theta > 0^\circ$, l'élargissement de la structure décollée sur la lunette vient gêner le développement de la structure tourbillonnaire longitudinale, coupant la ligne de démarcation de la structure longitudinale (ici, les structures principales et secondaires n'ayant pas vraiment la place de se développer, on pourra considérer qu'il s'agit de AB ou de AC). La région située à l'intérieur de la ligne en pointillés indique un retour de fluide à la paroi, vraisemblablement depuis l'écoulement de culot.

4.4.5 Champs de vitesses sur la lunette

Des mesures par PIV standard ont été réalisées au sein de la structure tourbillonnaire longitudinale, dans des plans (O, \vec{x}, \vec{z}) , uniquement pour les cas limites : $\theta = -25^\circ$ (référence), 0° (cas le plus défavorable) et 5° (contrôle efficace). Les plans réalisés sont situés en

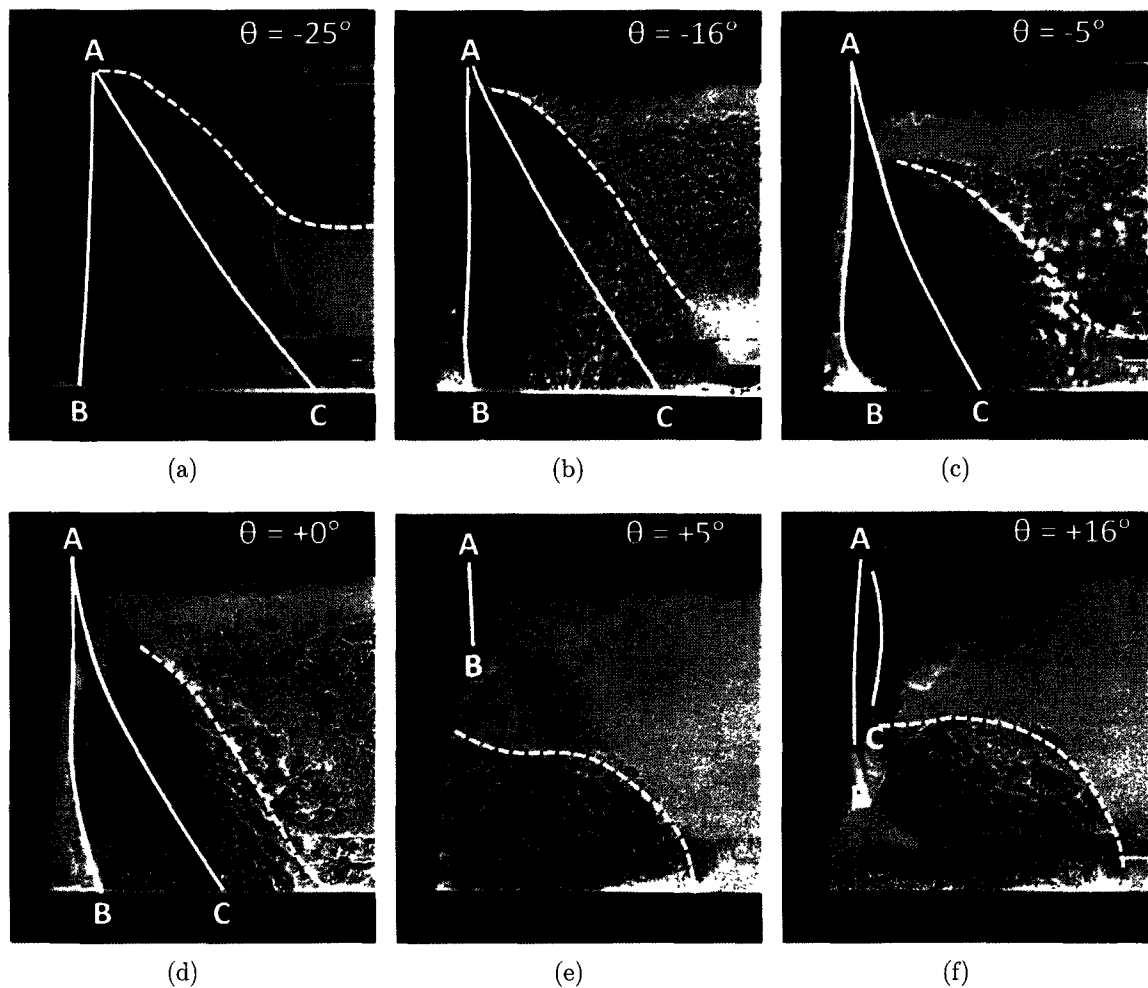


Figure 4.15 – Visualisations pariétales des lignes de frottement moyennes sur la lunette arrière par enduit visqueux.

$y/W = 0.25$ et $y/W = 0.44$, numérotés respectivement 3 et 4 sur la figure 4.7, et représentés respectivement en figures 4.16 et 4.17, seules les lignes de courant projetées dans le plan de mesure sont considérées. Il est important de garder à l'esprit qu'il s'agit d'une coupe de l'écoulement, en projection dans le plan de mesure, l'information est donc incomplète ; elle permet néanmoins d'étayer la compréhension du développement latéral des structures sur la paroi avec le dispositif de contrôle.

Dans le plan $y/W = 0.25$, figure 4.16, on observe nettement l'élargissement de la zone décollée au-dessus de la lunette avec la présence du déflecteur, comme nous l'avons constaté sur les visualisations pariétales de frottement par enduit visqueux. Nous pouvons également identifier le recollement de la structure décollée sur la lunette lorsque $\theta \leq 0^\circ$, et, à l'inverse, son non recollement lorsque $\theta > 0$.

Dans le plan $y/W = 0.44$, figure 4.17, placé non loin de l'arête latérale du corps, on observe, dans le cas sans contrôle, l'enroulement des lignes de courant correspondant à la structure tourbillonnaire longitudinale à proximité de la paroi de la lunette, et l'impact de ces structures sur la lunette. Dans le cas $\theta = 0^\circ$, on perçoit également l'enroulement

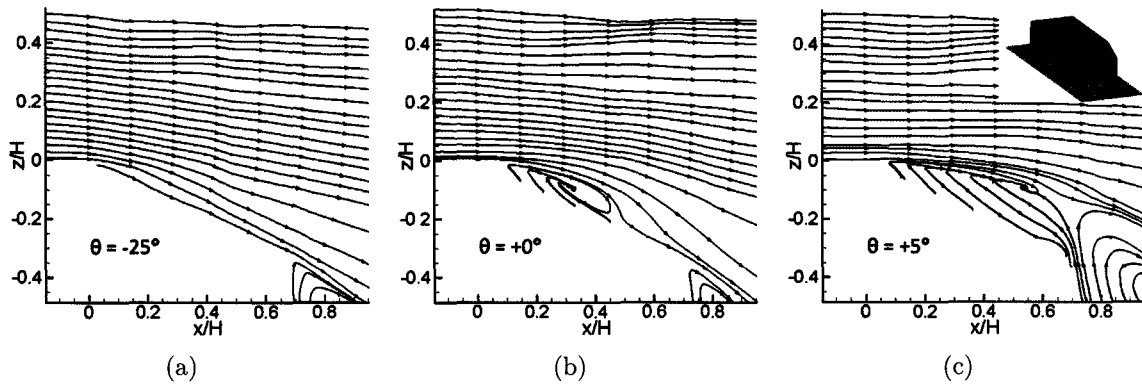


Figure 4.16 – Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV, plan xOz situé en $y/W = 0.25$.

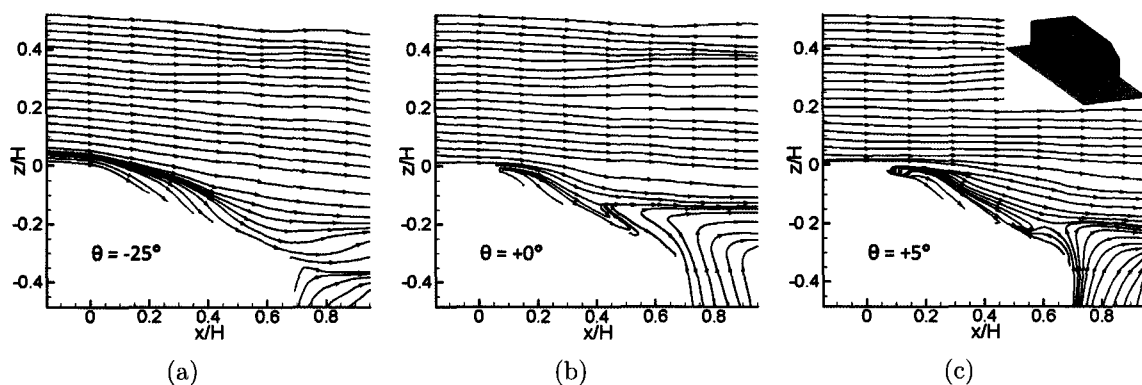


Figure 4.17 – Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV, plan xOz situé en $y/W = 0.44$.

au début du développement de la structure, mais celle-ci bifurque ensuite vers l'intérieur de la lunette, comme représenté sur les visualisations pariétales de frottement, et l'enroulement n'est alors plus perçu dans le plan de mesure. Lorsque $\theta = 5^\circ$, on distingue un développement de l'enroulement tourbillonnaire sur une courte distance, puis un arrêt brutal de l'enroulement à environ $x/h = 0.15$. Le retour de fluide depuis l'écoulement de culot, impactant la lunette arrière, est confirmé ici.

4.4.6 Visualisation par vélocimétrie volumétrique 3 composantes

Des acquisitions du champ aérodynamique par système de vélocimétrie volumétrique 3 composantes ont été réalisées en canal hydrodynamique autour du corps de Ahmed à l'échelle 0.28, sans contrôle et avec un déflecteur, $\theta = 10^\circ$. La vitesse de l'écoulement infini amont est fixée à 3 m/s, $Re_H = 2.4 \times 10^5$. Le nombre de champs instantanés capturés (300) ne permet pas de considérer les résultats de manière quantitative, du fait du nombre restreint de triplets d'échantillons retenus lors du traitement, ils permettent cependant de visualiser qualitativement la topologie de l'écoulement. Les structures tourbillonnaires peuvent être en partie observées par la représentation d'iso-contours de vorticité.

Dans le cas sans contrôle, la structure longitudinale est clairement identifiable dans la figure 4.18 par la représentation de l'iso-contour de vorticité longitudinale, $\omega_x = 100$ rad/s.

Elle disparaît dans le cas contrôlé. Les iso-contours de vorticité transversale, $\omega_Y = 100$ rad/s, mettent en évidence l'épaississement et l'élargissement de la zone décollée au-dessus de la lunette, figure 4.19. La figure 4.20 révèle, quant à elle, la présence de vorticité verticale dans le cas contrôlé, correspondant au retour de fluide depuis la partie latérale de la lunette vers l'intérieur de la zone décollée.

Cette visualisation confirme ainsi l'épaississement de la zone décollée au-dessus de la lunette induite par le contrôle, avec $\theta > 0^\circ$, associé à la disparition simultanée de la structure tourbillonnaire longitudinale se développant, dans le cas sans contrôle, le long de l'arête latérale de la lunette arrière.

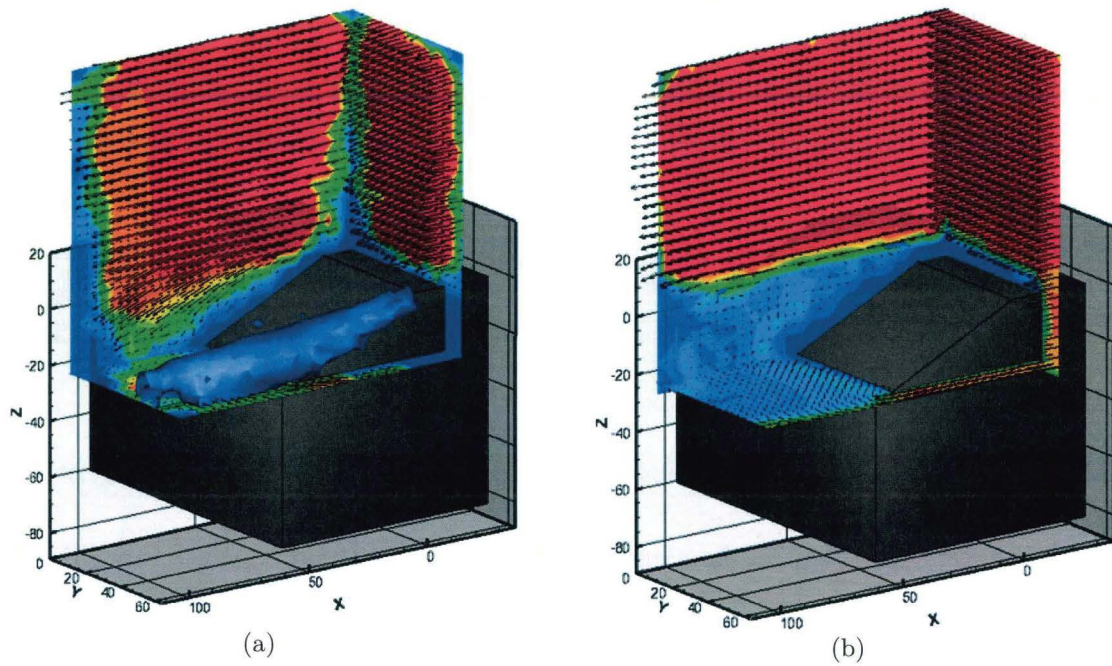


Figure 4.18 – Iso-contours de la composante longitudinale de vorticité $\omega_X = 100$ rad/s (bleu) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)

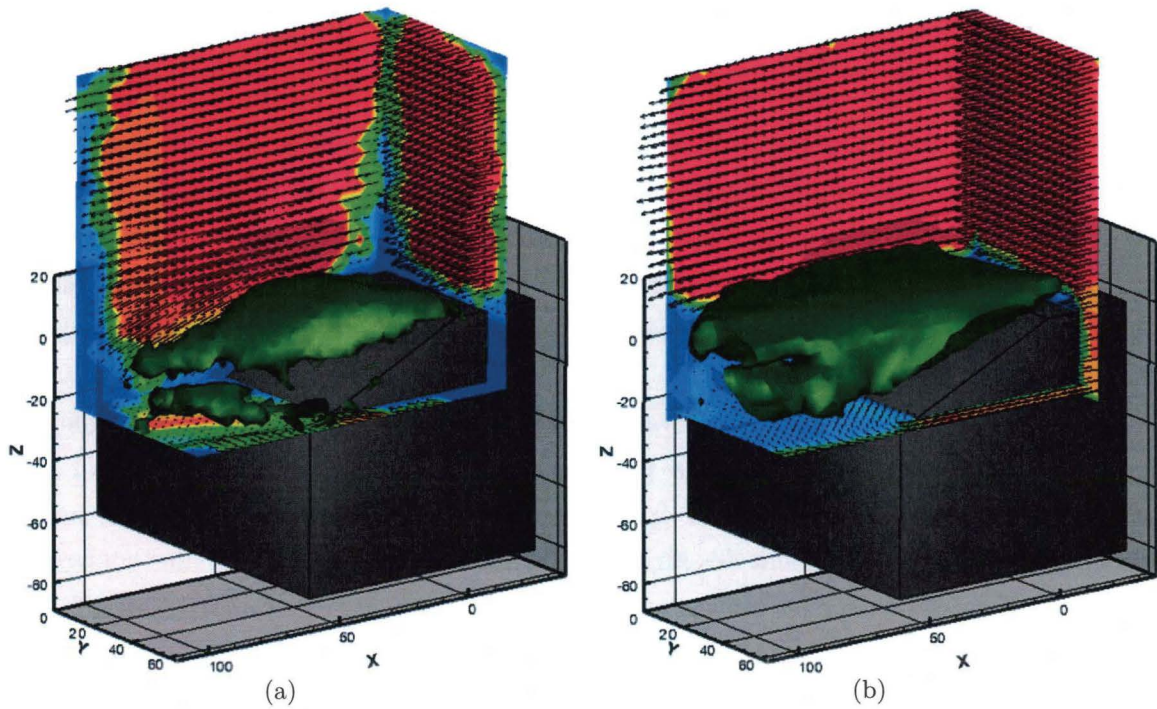


Figure 4.19 – Iso-contours de la composante transversale de vorticité $\omega_y = 100$ rad/s (vert) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)

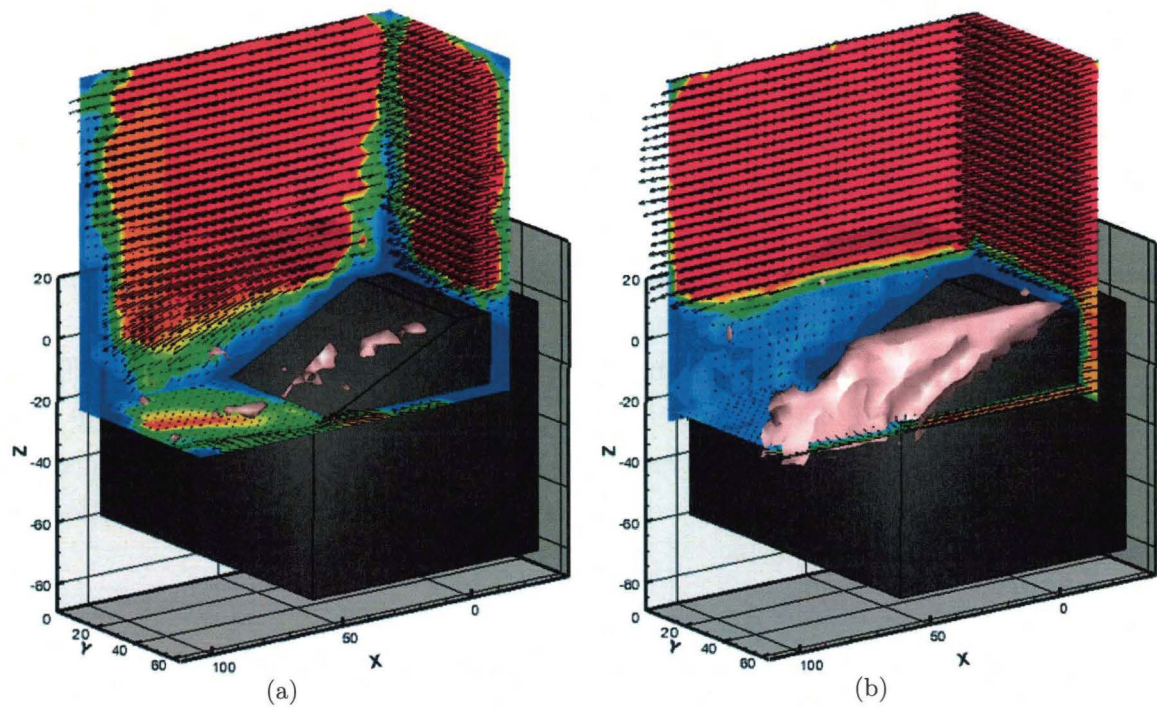


Figure 4.20 – Iso-contours de la composante verticale de vorticité $\omega_z = -100$ rad/s (rose) : cas de référence (a) et cas contrôlé ($\theta = +10^\circ$) (b)

4.4.7 Interprétation des modifications topologiques de l'écoulement

À partir du cas sans contrôle ($\theta = -25^\circ$), et jusqu'à $\theta = 0^\circ$, l'augmentation du décollement au dessus de la lunette, induite par le déflecteur, diminue la pression statique sur la lunette arrière, augmentant par la même occasion la traînée aérodynamique subie par le corps. Les structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives prenant naissance sur les arêtes latérales de la lunette arrière du corps diminuent en cohérence à mesure que la déflexion augmente ; la zone décollée au-dessus de la lunette venant contraindre les structures longitudinales.

Lorsque la déflexion atteint une valeur critique, située entre 0° et 5° , l'écoulement décollé issu du déflecteur ne se rattache plus sur la lunette arrière et paraît dominer l'écoulement au-dessus de la lunette. Son épaissement et son élargissement sur la lunette viennent gêner le développement des structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives prenant naissance sur les arêtes latérales de la lunette arrière du corps, affaiblissant ainsi ces structures longitudinales. Du fait de l'importante interaction existant entre ces différentes structures, l'affaiblissement notable des structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives permet à l'écoulement décollé sur la lunette de se développer pleinement. La latitude supplémentaire accordée à cet écoulement décollé vient perturber davantage le développement des structures longitudinales, et ainsi de suite.

Cet affaiblissement des structures tourbillonnaires longitudinales diminue évidemment en grande partie leur contribution à l'effort de traînée subi par le corps. Ce bénéfice est cependant réduit par l'accroissement de l'écoulement décollé sur la lunette.

En parallèle à ce phénomène, l'écoulement décollé se combine avec la structure de recirculation supérieure de culot. La transformation de ces deux structures en une seule séparation plus globale peut probablement expliquer également une partie de la réduction de traînée. Ces deux changements associés de l'écoulement apparaissent simultanément avec la chute de traînée observée et sont donc identifiés comme constituant le mécanisme initiateur de la réduction de traînée étudié ici.

Nous distinguons également une diminution de la pente de la courbe du coefficient de traînée en fonction de l'angle de déflexion, à l'issue de la chute opérée entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 5^\circ$. La modification de la structure décollée au-dessus de la lunette, ainsi que l'éloignement progressif de la structure de recirculation au culot, expliquent en partie cette réduction de la pente de la courbe.

4.5 Influence du contrôle sur les instationnarités

Comme nous l'avons observé dans le chapitre 3, l'écoulement autour du corps de Ahmed sans contrôle présente de nombreuses instationnarités. Certaines de ces instationnarités sont liées aux structures tourbillonnaires sur lesquelles agit le contrôle par déflecteur. Une étude de l'influence du contrôle par déflecteur sur une partie de ces instationnarités est réalisée par anémométrie à fil chaud.

Les acquisitions sont réalisées en trois lignes verticales, représentées dans la figure 4.21, au niveau de la lunette du corps; dans le plan médian, en $x/L = 0.2$, soit auprès du culot du corps, et en $x/L = 0.4$, soit à $0.21 \times L$ du culot, et dans le plan $y/W = 0.375$, en $x/L = 0.2$.

Dans le plan médian, l'analyse de Fourier permet d'extraire les principales fréquences présentes dans l'écoulement, figures 4.22(a) et 4.22(b). Pour chaque cas de déflexion étudié, seuls les pics les plus marqués sont représentés.

En $x/L = 0.2$, à proximité de la fin de la lunette arrière, on observe la présence d'un Strouhal St_A (le déflecteur n'est pas pris en compte pour le calcul du maître-couple) situé autour de 0.23, que nous avons pu identifier dans le chapitre 3 comme correspondant au mouvement de battement du bulbe, accompagné d'émissions de structures, en $\theta = -25^\circ$ et $\theta = -16^\circ$. Cette fréquence adimensionnée caractéristique diminue légèrement en $\theta = -5^\circ$ puis réaugmente en $\theta = 0^\circ$. À partir de $\theta = -5^\circ$, on observe également la présence marquée d'un plus fort pic de densité de puissance à un Strouhal situé autour de $0.5 \sim 0.6$. Il s'agit vraisemblablement de la fréquence des lâchers tourbillonnaires alternés issus du culot. Elle est ressentie lorsque $\theta \geq -5^\circ$ du fait de l'étirement vertical de la structure tourbillonnaire supérieure de culot, en moyenne, *cf.* figure 4.8, qui remonte au niveau du haut du culot, et est donc perçue par les positions de mesures au fil chaud.

La fréquence adimensionnée correspondant au battement du bulbe décollé n'est perceptible que jusqu'à $\theta = 0^\circ$, elle disparaît donc avec la modification brutale de la topologie de l'écoulement. Comme nous l'avons précisé précédemment, cette modification, outre la disparition des structures tourbillonnaires, se caractérise par une union de la structure du bulbe décollé et de la structure supérieure de culot. De ce fait, seule la fréquence adimen-

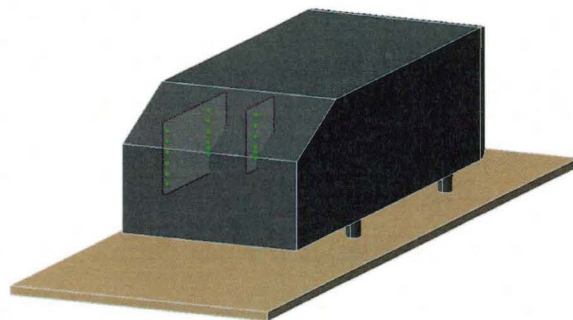


Figure 4.21 – Positions des acquisitions par anémométrie à fil chaud.

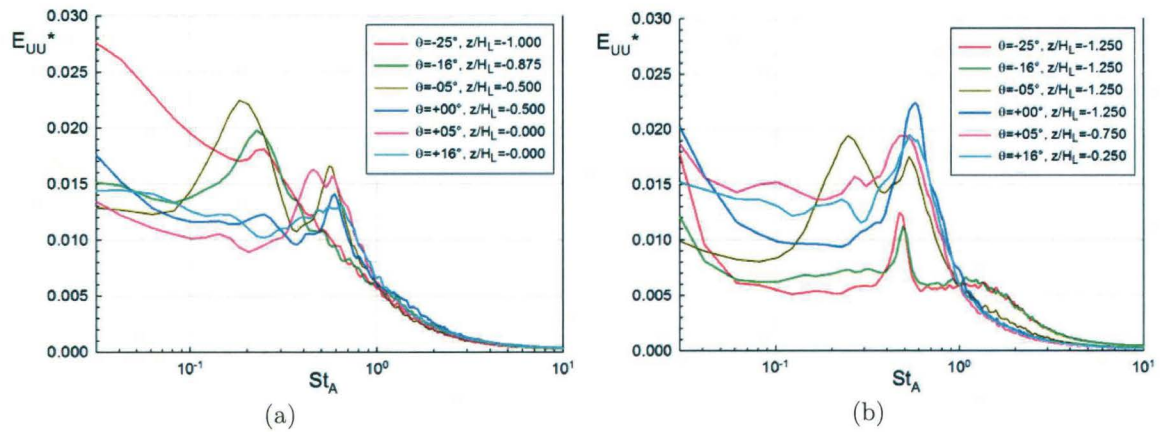


Figure 4.22 – Densités spectrales de puissance, adimensionnées par la variance, calculées à partir de mesures fil chaud, pour différents angles de déflexion et en différentes positions des lignes $x/L = 0.2$, $y/W = 0$ (a) et $x/L = 0.4$, $y/W = 0$ (b).

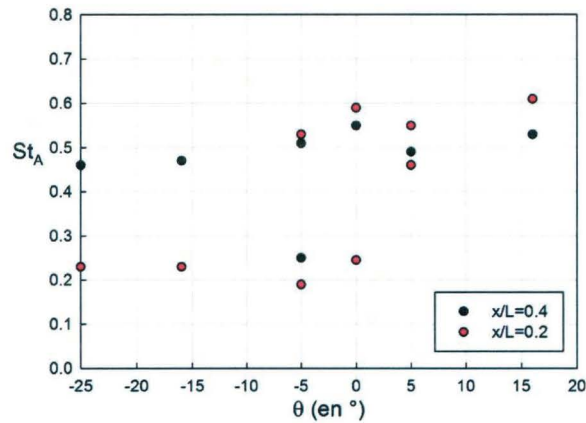


Figure 4.23 – Fréquences caractéristiques, adimensionnées, déterminées à partir de la figure 4.22.

sionnée située autour de $St_A = 0.5$ persiste lorsque $\theta > 0^\circ$.

En $x/L = 0.4$, une périodicité est détectée, dans chacun des cas considérés, correspondant à un nombre de Strouhal qui évolue de 0.46 à 0.55 lorsque θ augmente. Cette fréquence, dans le cas sans contrôle, est caractéristique de l'échappement tourbillonnaire alterné qui se produit dans le sillage du corps, à partir des structures de recirculation se développant au niveau du culot. Cette fréquence augmente avec l'angle de déflexion, entre $\theta = -25^\circ$ et $\theta = 0^\circ$, figure 4.23. Il s'en suit une diminution du Strouhal entre $\theta = 0^\circ$ et 5° , puis à nouveau une faible augmentation du Strouhal. Cette brusque rupture de la continuité de l'évolution de la fréquence caractéristique, lorsque θ passe de 0° à 5° , est tout à fait similaire à ce que nous avons observé en traînée, *cf.* figure 4.6(a). Le cas $\theta = -5^\circ$ présente également un pic d'énergie situé à environ $St_A = 0.25$.

L'analyse par transformées en ondelettes n'a pas permis ici d'apporter d'information pertinente supplémentaire.

Dans le cas des acquisitions sur la ligne verticale $x/L = 0.2$ et $y/W = 0.375$, les densités spectrales de puissance ne permettent pas d'identifier clairement de périodicité particulière.

Les transformées en ondelettes ne donnent pas non plus de résultats concluant. Dans le cas sans contrôle, un phénomène de forte intensité a pourtant été observé au sein de la structure tourbillonnaire longitudinale grâce à la méthode polarographique. La non-détection de cette instationnarité met en évidence l'intérêt certain de la méthode polarographique dans l'étude des phénomènes présents à proximité de parois. Elle s'avère particulièrement sensible aux instationnarités présentes dans l'écoulement.

Le contrôle par déflecteur, lorsque $\theta > 0^\circ$, supprime la fréquence caractéristique de battement du bulbe décollé. Ce bulbe fusionne en effet avec la structure supérieure de recirculation au culot. Lorsque $\theta < 0^\circ$, le contrôle n'influence que peu la fréquence de pulsation du bulbe. Il influence cependant la fréquence associée aux lâchers tourbillonnaires issus des structures de recirculation au culot du corps. Enfin, l'évolution de cette fréquence est monotone jusqu'à $\theta = 0^\circ$, on observe ensuite une modification de la tendance de la courbe lorsque $\theta > 0^\circ$.

4.6 Bilan de quantité de mouvement

Les mesures de champs de vitesse par PIV stéréoscopique et celles de champs de perte de pression totale dans le sillage du corps nous permettent d'approximer la traînée subie par le corps à partir de l'intégration du bilan de quantité de mouvement. Cette méthode est décrite en particulier par van Dam [66]. Elle a été appliquée précédemment à l'écoulement autour du corps de Ahmed par différents auteurs, notamment Onorato *et al.* [46], ou plus récemment Rouméas *et al.* [54]. Cette expression de l'effort de traînée est obtenue à partir des équations de Navier-Stokes en moyennes de Reynolds (RANS) pour un fluide non pesant :

$$\rho \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \rho \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau}_{ij} + \overline{R}_{ij}) \quad (4.1)$$

où $\overline{\tau}_{ij}$ et \overline{R}_{ij} correspondent respectivement au tenseur des contraintes visqueuses et au tenseur des contraintes de Reynolds.

L'équation 4.1 est intégrée sur le volume de contrôle V_{ctrl} représenté dans la figure 4.24. La surface inférieure est notée S_{sol} et la surface de sortie du volume est notée S_{2PIV} , cette dernière correspondant au double du plan transverse où ont été réalisées les mesures de PIV stéréoscopiques et de pertes de pression totale dans le sillage, la symétrie étant considérée. La surface du corps est notée S_{corps} . La surface supérieure est notée S_{sup} .

Il en résulte l'équation :

$$\begin{aligned} \rho \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} dV + \rho \iiint_{V_{ctrl}} \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} dV = \\ - \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} dV + \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij}) dV \end{aligned} \quad (4.2)$$

L'écoulement étant supposé stationnaire, le premier terme peut être annulé. Le théorème de Green-Ostrogradsky nous permet de réécrire cette formule en fonction des flux traversant les surfaces limites du volume de contrôle, l'ensemble correspondant aux six surfaces externes du volume de contrôle, auxquelles s'ajoute la surface du corps. L'ensemble de ces surfaces est noté S_{ctrl} . L'expression 4.2 devient alors :

$$\rho \iint_{S_{ctrl}} \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS = - \iint_{S_{ctrl}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{R}_{ij} \vec{n} dS \quad (4.3)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire sortant normal à chaque surface.

L'écoulement est alors supposé uniforme et orienté longitudinalement au niveau des surfaces externes du volume de contrôle, à l'exception de la surface S_{2PIV} . Le flux traversant la surface amont d'entrée de l'écoulement dans le volume de contrôle est supposé être identique au flux sortant par la surface aval S_{2PIV} , nous permettant ainsi de substituer toute intégration d'une grandeur ϕ sur la surface amont comme l'intégrale de la grandeur $-\phi_0$ sur la surface S_{2PIV} , l'indice 0 indiquant les grandeurs infinies amont. Enfin, les conditions d'adhérence sur la surface du corps et le sol sont considérées. Ces hypothèses

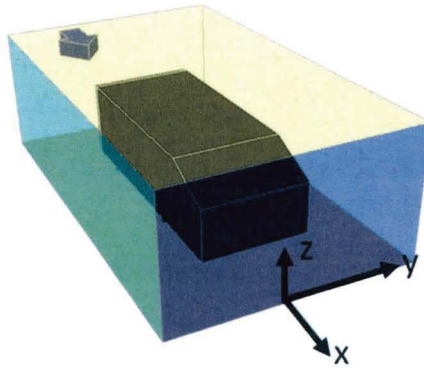


Figure 4.24 – Volume de contrôle adopté pour l'approximation de l'effort de traînée par intégration du bilan de quantité de mouvement.

nous permettent d'exprimer l'équation 4.3 comme :

$$\begin{aligned}
\rho \iint_{S_{2PIV}} \vec{U} (\vec{U} - U_0) \vec{x} dS &= - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_0) \vec{n} dS \\
&\quad - \iint_{S_{corps}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{2PIV}} \bar{\tau}_{ij} \vec{x} dS \\
&\quad + \iint_{S_{sol}} \bar{\tau}_{ij} (-\vec{z}) dS + \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \\
&\quad + \iint_{S_{2PIV}} \bar{R}_{ij} \vec{x} dS
\end{aligned} \tag{4.4}$$

L'effort de traînée subi par le corps est exprimé comme :

$$F_x = - \left(\iint_{S_{corps}} \bar{P} \vec{n} dS - \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \right) \cdot \vec{x} \tag{4.5}$$

En projetant l'équation 4.4 sur l'axe \vec{x} et en y identifiant les termes de l'effort de traînée de l'expression 4.5, il vient :

$$\begin{aligned}
F_x &= - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{U}_x (\bar{U}_x - U_0) dS - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_0) dS \\
&\quad + \iint_{S_{2PIV}} \sigma_{xx} dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \overline{u'^2} dS
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Nous substituons à présent aux pressions statiques les pressions totales :

$$\begin{aligned}
\bar{P} - P_0 &= (\bar{P}_i - P_{i0}) - \frac{1}{2} \rho (\vec{U}^2 - \vec{U}_0^2) \\
&= (\bar{P}_i - P_{i0}) - \frac{1}{2} \rho (\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2)
\end{aligned} \tag{4.7}$$

L'écoulement étant isovolume, $div(\vec{U}) = 0$, d'où :

$$\sigma_{xx} = 2\mu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} = 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) \tag{4.8}$$

Il vient alors :

$$\begin{aligned}
F_x &= \rho \iint_{S_{2PIV}} (U_0 \bar{U}_x - \bar{U}_x \bar{U}_x) dS + \iint_{S_{2PIV}} (P_{i0} - \bar{P}_i) dS \\
&\quad + \frac{1}{2} \rho \iint_{S_{2PIV}} (\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2) dS \\
&\quad + \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) dS \\
&\quad - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \overline{u'^2} dS
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
F_x = & \iint_{S_{2PIV}} (P_{i0} - \bar{P}_i) dS - \frac{1}{2}\rho \iint_{S_{2PIV}} (U_0 - \bar{U}_x)^2 dS \\
& + \frac{1}{2}\rho \iint_{S_{2PIV}} (\bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2) dS + \iint_{S_{2PIV}} \tau_{xx} dS \\
& - \rho \iint_{S_{2PIV}} \overline{w^2} dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS
\end{aligned} \tag{4.10}$$

Que l'on peut exprimer :

$$F_x = \frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{frontale} [C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{x\tau_{xz}}] \tag{4.11}$$

avec

$$C_{xP_i} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \frac{P_{i0} - \bar{P}_i}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} dS \tag{4.12}$$

$$C_{xdU} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \left(1 - \frac{\bar{U}_x}{U_0}\right)^2 dS \tag{4.13}$$

$$C_{x\Omega} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \left(\frac{\bar{U}_y^2}{U_0^2} + \frac{\bar{U}_z^2}{U_0^2}\right) dS \tag{4.14}$$

$$C_{x\tau_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z}\right) dS \tag{4.15}$$

$$C_{xR_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \rho \overline{w^2} dS \tag{4.16}$$

$$C_{x\tau_{xz}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{frontale}} \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS \tag{4.17}$$

Le coefficient de traînée peut ainsi s'écrire :

$$C_x = C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{x\tau_{xz}} \tag{4.18}$$

Cette expression traduit en réalité la perte d'énergie portée par le fluide entre l'entrée et la sortie du volume de contrôle ressentie du fait d'une perte de pression totale (4.12), d'un déficit de vitesse longitudinale (4.13), de la création de vitesse verticalement et transversalement (4.14), de l'apparition de frottement visqueux supplémentaire (4.15) et d'énergie turbulente longitudinale (4.16), et enfin de la perte d'énergie par frottement fluide sur le sol (4.17). À l'exception de ce dernier terme, la totalité des contributions considérées peut être déterminée à partir des champs de vitesse par PIV stéréoscopiques et des champs de perte de pression totale dans le sillage.

Les cartographies de répartition de chacun de ces termes dans le plan d'évaluation de la traînée peuvent être réalisées, l'intégration de chacune de ces cartographies correspondant

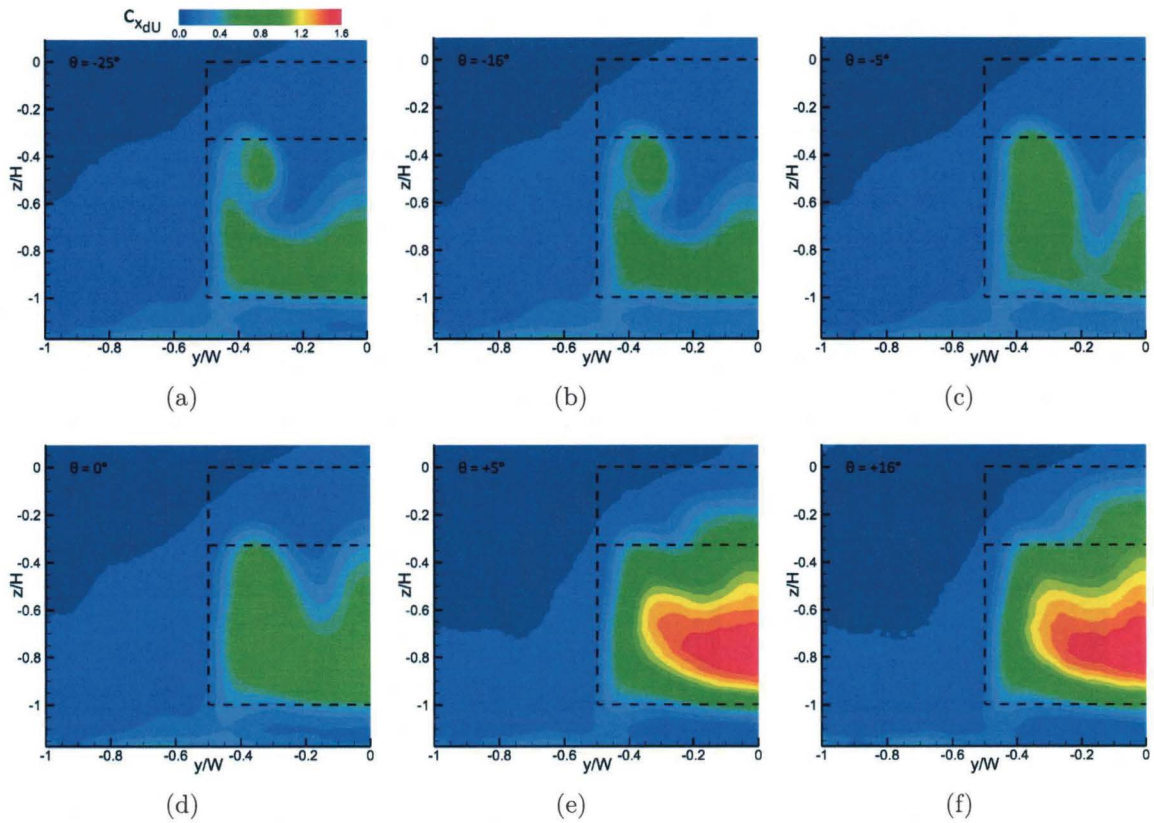


Figure 4.25 – Cartographies de répartition du coefficient de perte de vitesse longitudinale.

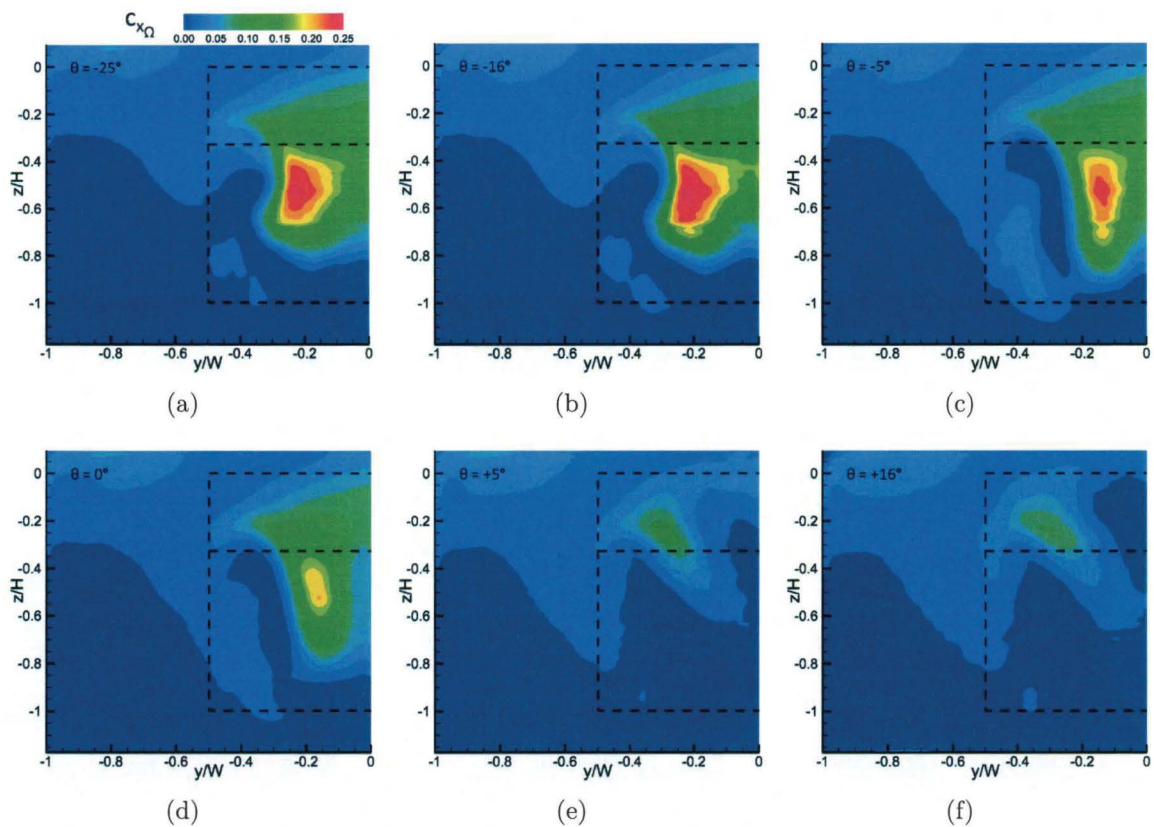


Figure 4.26 – Cartographies de répartition du coefficient d'apparition de vitesse transversalement et verticalement.

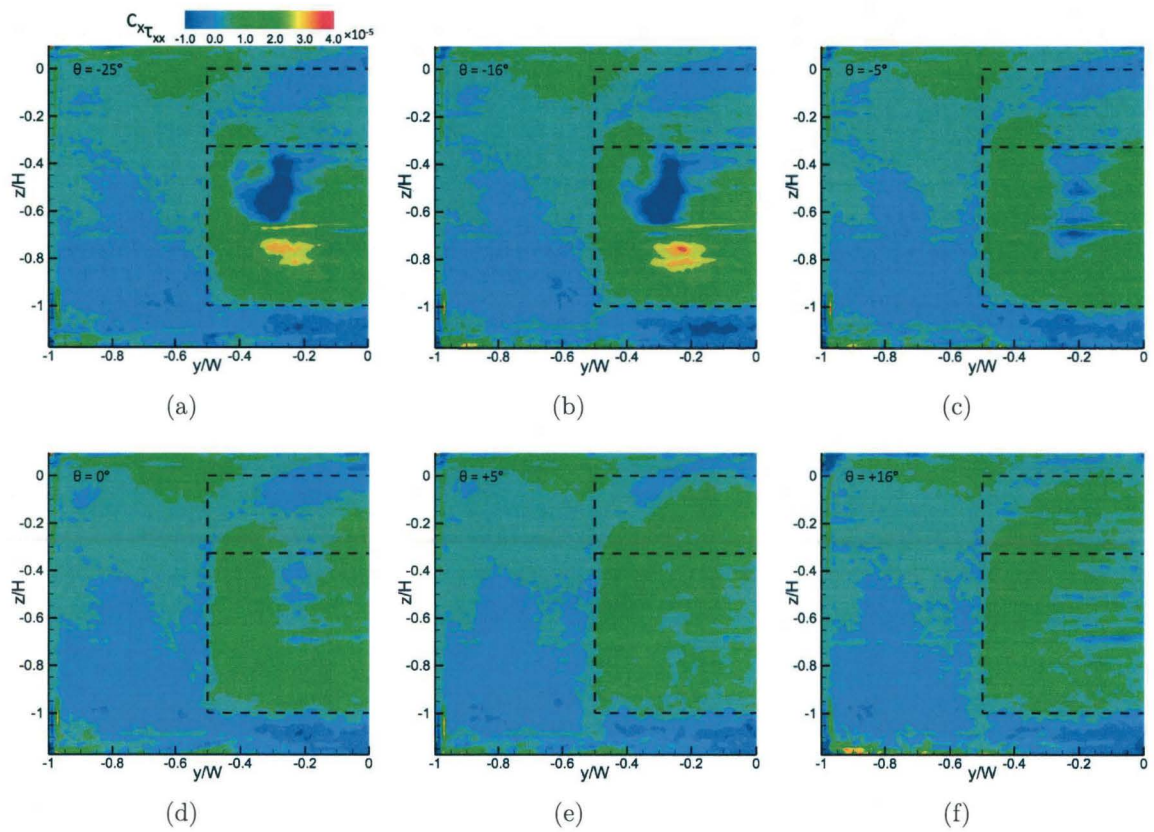


Figure 4.27 – Cartographies de répartition du coefficient de frottement visqueux longitudinal.

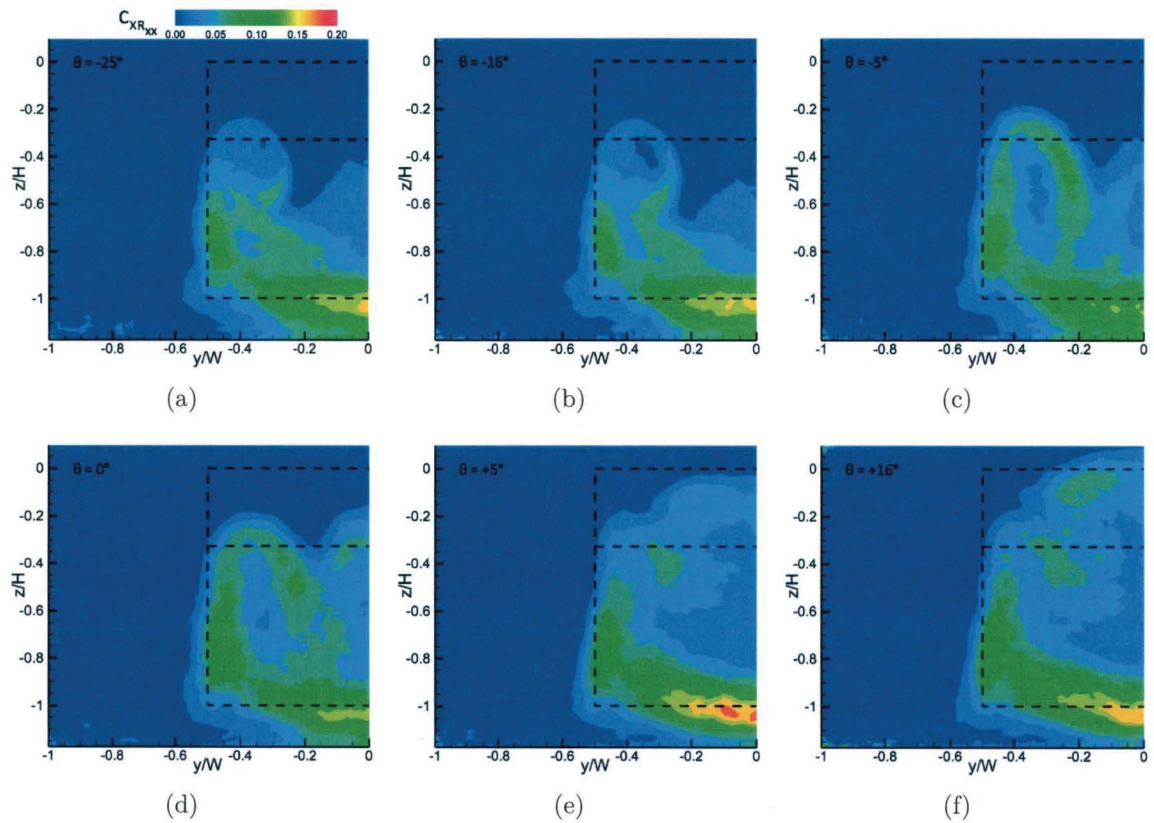


Figure 4.28 – Cartographies de répartition du coefficient d'énergie turbulente longitudinale.

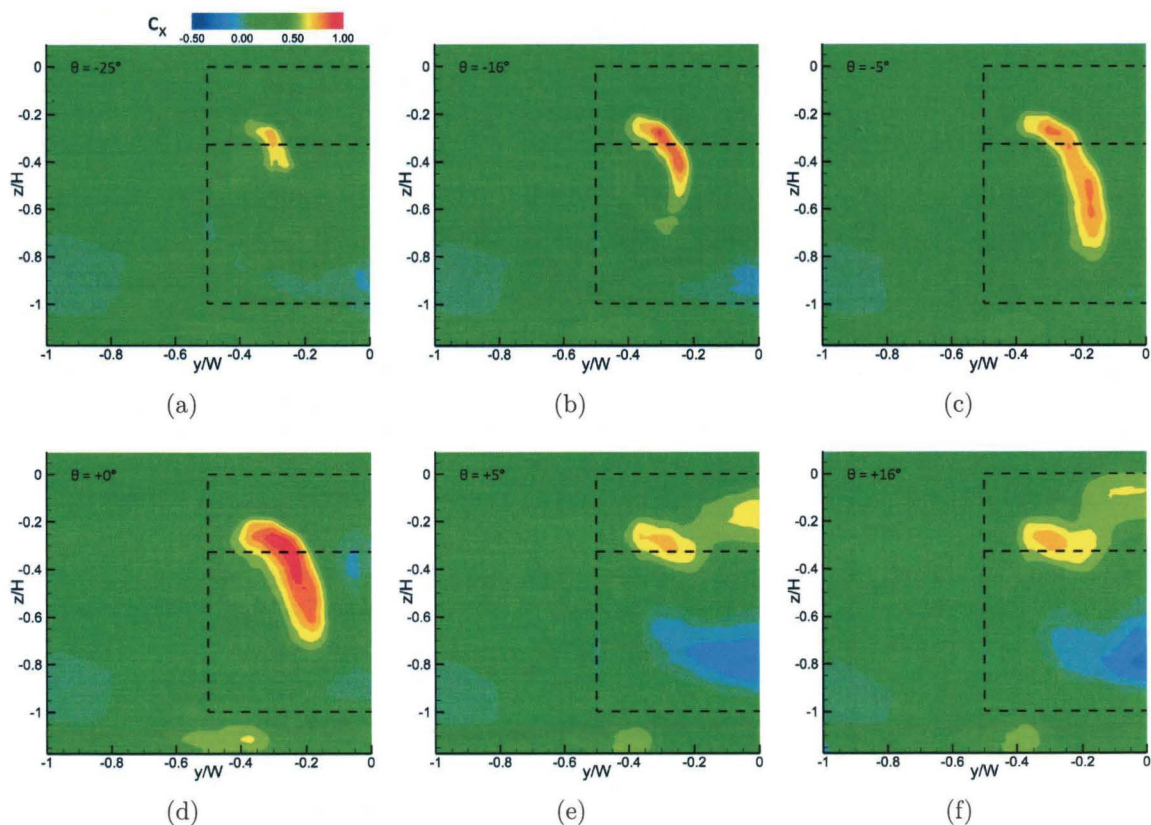


Figure 4.29 – Cartographies de répartition du coefficient de traînée.

ainsi à la moitié de chacun des termes constituant le coefficient de traînée tel qu'exprimé dans l'équation (4.18).

Les cartographies de perte de pression totale sont représentées en figure 4.14, vue précédemment. Les cartographies de répartition de perte de vitesse longitudinale leur sont tout à fait similaires, figure 4.25. Les cartographies d'apparition d'une composante de vitesse transversale et/ou verticale, figure 4.26, paraissent correspondre à la présence, ou non, de la structure tourbillonnaire longitudinale. Le terme de frottement visqueux s'avère tout à fait négligeable, figure 4.27. Le terme d'énergie turbulente longitudinale est présenté en figure 4.28.

Les cartographies de coefficient de traînée sont proposées en figure 4.29. L'augmentation de la traînée avec l'angle de déflexion entre $\theta = -25^\circ$ et $\theta = 0^\circ$ se traduit par l'intensification du coefficient de traînée au sein d'une zone de cisaillement entre la structure tourbillonnaire longitudinale et la marque principale du sillage due à la présence du corps. La diminution de traînée opérée lorsque $\theta > 0^\circ$ concorde avec une diminution de cette zone et avec l'apparition de valeurs négatives dues principalement au terme de déficit de vitesse longitudinale.

La courbe de la figure 4.30 présente l'évolution des différents termes permettant l'évaluation du coefficient de traînée en fonction de l'angle de déflexion. La différence entre la courbe de coefficient de traînée estimé par la méthode et celle du coefficient de traînée

θ	C_{xP_i}	C_{xdU}	$C_{x\Omega}$	$C_{x\tau_{xx}}$	$C_{xR_{xx}}$
-25°	53.6%	31.5%	9.6%	0.00061%	5.4%
-16°	55.1%	30.3%	9.6%	0.00062%	5.1%
-5°	57.3%	29.1%	8.3%	0.00054%	5.2%
0°	58.6%	30.1%	6.2%	0.00049%	5.0%
5°	55.5%	37.7%	3.0%	0.00038%	3.8%
16°	56.0%	37.3%	2.8%	0.00036%	3.9%

Tableau 4.2 – Contributions des différents termes de l'évaluation du coefficient de traînée à la somme absolue des différents termes.

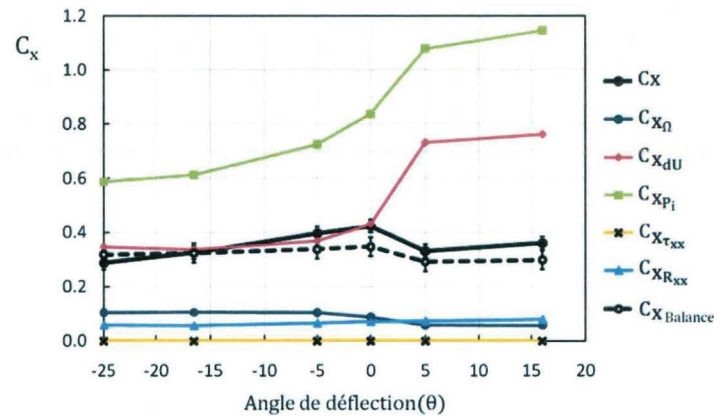


Figure 4.30 – Évolution des termes d'évaluation du coefficient de traînée du corps à partir du sondage du sillage du corps.

issu des mesures par balance aérodynamique s'explique, d'une part, par la perte d'énergie due au frottement fluide sur la surface du sol, et, d'autre part, par les incertitudes de la méthode d'évaluation et de la mesure par balance aérodynamique. L'erreur absolue sur l'estimation du coefficient de traînée due aux incertitudes de mesure de pression et vitesse exposées au chapitre 2 est estimée à 0.026.

La table 4.2 recense les différentes contributions de chacun des termes à la somme absolue des termes. Les deux termes prépondérants sont les termes C_{xP_i} et C_{xdU} , leur différence correspondant à la plus grande partie de l'expression de la traînée. La différence des termes $C_{x\Omega}$ et $C_{xR_{xx}}$, bien qu'inférieure aux deux premiers termes, participe de manière non négligeable à l'évolution du terme de traînée. Il est évidemment impensable de considérer que chacun des termes est lié uniquement à l'une ou l'autre des structures, cependant, la disparition des structures longitudinales entraîne une intéressante diminution du terme $C_{x\Omega}$. Le terme turbulent, $C_{xR_{xx}}$, est très souvent considéré comme négligeable par les auteurs s'employant au même type d'évaluation de la traînée subie par le corps de Ahmed. Il apparaît ici clairement que cette composante n'est pas négligeable et peut s'avérer être du même ordre que le terme $C_{x\Omega}$, pourtant considéré dans ces mêmes études. Négliger ce terme entraîne donc une incertitude supplémentaire de ce type de méthode, d'autant plus qu'il varie en fonction de l'influence du contrôle sur l'écoulement. Le terme $C_{x\tau_{xx}}$ est totalement négligeable.

4.7 Synthèse du contrôle à l'aide d'un déflecteur

Cette étude de l'influence d'un contrôle passif, au moyen d'un déflecteur placé en fin de pavillon, sur l'écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° a permis de mettre en évidence un mécanisme de réduction de traînée exploitant l'interaction entre structures tourbillonnaires à l'arrière du corps.

Ce contrôle focalise son action immédiate sur le bulbe décollé prenant naissance sur l'arête supérieure de la lunette. L'amplification de cette structure est au premier abord néfaste à la traînée aérodynamique du modèle, du fait de l'augmentation de la zone de dépression sur la lunette. En s'élargissant, cette structure modifie l'équilibre habituellement observé avec les structures tourbillonnaires longitudinales se développant à ses abords immédiats. L'exacerbation de ce phénomène de compétition entre structures tourbillonnaires provoque un affaiblissement des structures longitudinales. Lorsque cet épanouissement de la nappe décollée issue de l'écoulement de pavillon est suffisant, cette dernière interrompt le développement des structures tourbillonnaires longitudinales. Cette "victoire" de la zone décollée sur les structures tourbillonnaires sur la lunette entraîne une réduction immédiate de la traînée d'environ 20%, par rapport au cas limite où subsistent les structures longitudinales. En comparaison avec le cas de référence sans contrôle, la diminution de la traînée aérodynamique s'élève à 9%. Cette réduction correspond pour une grande part à la suppression de la contribution des structures longitudinales, à laquelle s'ajoute une combinaison de la recirculation sur la lunette et de la structure supérieure de culot. L'augmentation de la zone décollée induit cependant une contribution accrue de cette dernière à la résistance à l'avancement subie par le corps. La modification profonde de la topologie de l'écoulement autour de la géométrie doit être rapproché du changement d'organisation de l'écoulement observé autour de cette géométrie lorsque l'angle d'inclinaison de lunette dépasse le seuil critique de 30° .

L'influence du contrôle sur les instationnarités présentes dans l'écoulement est ressentie essentiellement sur le battement du bulbe de recirculation. Une évolution similaire à celle relevée sur la traînée est observée, avec une disparition du battement sur la lunette, et un décalage soudain de la principale instationnarité décelée dans le sillage.

En complément à cette analyse du phénomène physique induit par le contrôle, une évaluation des différentes composantes de l'effort de traînée perçues dans le champ aérodynamique a été réalisée à partir de mesures de PIV stéréoscopique et de pressions totales dans un plan transversal du sillage. Outre une confirmation de la tendance d'évolution du coefficient de traînée global avec l'angle du déflecteur, elle met en avant l'influence du contrôle sur la répartition de la perte d'énergie telle qu'elle est restituée dans l'écoulement à l'aval du modèle. Le terme turbulent intervenant dans le calcul, couramment éludé dans la littérature, apparaît être non négligeable et relativement sensible au contrôle.

Conclusions générales et perspectives

Conclusions générales

Au cours de ce travail, nous avons mis en évidence différents aspects physiques de l'écoulement autour de la géométrie du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° . Dans un premier temps, par utilisation de la méthode électrochimique polarographique, moyen peu utilisé pour des cas d'écoulement aussi complexes, nous avons pu extraire une partie de la dynamique de cet écoulement à proximité de la lunette arrière du corps. Le frottement pariétal instationnaire sur la paroi de la lunette a ainsi été mesuré. L'écoulement présente un fort caractère instationnaire et une intense interaction entre structures tourbillonnaires présentes à proximité de la paroi.

La zone de bulbe de recirculation a pu être étudiée, notamment par la caractérisation de l'advection de structures à la paroi. Nous avons mis en évidence le battement du bulbe décollé sur la lunette arrière du corps à basse fréquence. Ce battement n'a été observé de manière évidente que très récemment dans la littérature. Nous décrivons une dynamique plus complexe que celle décrite par les études antérieures. Ce battement se produit par bouffées intermittentes, à une très basse fréquence, et s'accompagne d'un échappement de structures convectées dans le sillage à la fréquence du battement. Une seconde émission de structures se produit à l'aval du bulbe à une fréquence plus importante. Cette émission est identifiée comme correspondant au développement de structures en épingles à cheveux le long de la lunette. Une fréquence plus grande encore est décelée au sein de la partie haute du bulbe.

Les structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent sur les arêtes latérales de la lunette impactent fortement la paroi. Notre étude met en évidence l'instationnarité que ces structures induisent, particulièrement marquée, qui correspond vraisemblablement à une variation périodique de l'intensité de ces structures. La fréquence ainsi générée est perçue, de manière moins marquée, au niveau du culot du corps, du fait de l'épanouissement de la structure à l'aval de la lunette. Cette instationnarité propre aux structures longitudinales est également observée au sein du bulbe décollé, dans des niveaux non négligeables, témoignant de la forte interaction existant entre ces structures. Si l'existence d'une interaction entre le bulbe décollé et les structures longitudinales a déjà été largement observée dans la littérature, le fait, énoncé ici, que cette interaction porte également sur des aspects instationnaires représente une originalité non négligeable et d'un intérêt certain

pour la compréhension de l'écoulement.

Qu'il s'agisse d'approfondir la connaissance de l'écoulement ou de contrôler ce dernier, il n'est pas rare de constater dans la littérature la focalisation des études dans le plan médian du corps. L'existence d'un couplage entre les structures relevé ici, d'un point de vue dynamique, impose de considérer l'écoulement davantage dans sa nature tridimensionnelle, une vision centrée sur le plan médian imposant de fait une importante restriction dans l'appréhension des phénomènes physiques.

Outre l'intérêt, observable dans la littérature, des moyens d'essais hydrauliques pour la réalisation de visualisations autour de cette de géométrie, l'étude a permis de montrer que les phénomènes physiques de ce type d'écoulement peuvent être analysés finement en canal hydraulique et comparés à ceux mesurés en soufflerie, dès lors que les nombres de Reynolds sont voisins.

D'un point de vue métrologique, ce travail montre l'intérêt de l'emploi de la méthode polarographique dans des cas d'écoulements aussi complexes et perturbés, la méthode ayant démontré une grande sensibilité aux phénomènes instationnaires de l'écoulement, non décelés par les méthodes expérimentales classiques qui reposent en général sur la mesure de la pression pariétale instationnaire.

La seconde partie de ce manuscrit s'intéresse à la réalisation d'un contrôle passif simple de l'écoulement au moyen d'un déflecteur, dont l'angle constitue le principal paramètre. L'effet de ce dispositif est une amplification de la zone décollée au-dessus de la lunette. Il ne s'agit pas seulement de réduire la traînée du corps, mais également de s'attacher à la compréhension des phénomènes physiques induits par la modification d'un élément ciblé de l'écoulement et d'interpréter l'évolution des efforts aérodynamiques en conséquence. Le but recherché est de dégager des clés de compréhension sur les mécanismes de contrôle de cet écoulement afin de permettre le développement de stratégies de contrôle efficaces.

Notre étude exploite pleinement le phénomène d'interaction entre structures observé au-dessus de la paroi. L'augmentation du décollement permet la modification de l'équilibre existant dans la compétition entre le bulbe décollé et les structures tourbillonnaires longitudinales présentes à ses abords. Lorsqu'elle est suffisante, l'amplification du décollement, pourtant néfaste à l'avancement, peut entraîner un profond changement topologique, conséquence directe de la modification de l'équilibre mentionnée précédemment, et résultant en une suppression des structures longitudinales. Cette disparition a pour effet immédiat de laisser d'avantage de latitude au décollement, qui fusionne avec la structure supérieure de culot. Cette disparition des structures longitudinales, alliée à l'union des structures de recirculation, compense alors l'augmentation de traînée due à l'accroissement de la zone décollée et entraîne une diminution de cet effort de l'ordre de 9%. Le contrôle a également démontré une modification des instationnarités perceptibles au-dessus de la lunette.

Ce résultat permet d'envisager différemment le contrôle autour de cette géométrie. Il s'agit de considérer l'écoulement dans son ensemble et de s'attacher à comprendre égale-

ment ses effets sur les structures autres que la structure visée directement par le contrôle. Il devient donc évident que les optimisations de stratégies de contrôle doivent cibler plusieurs structures, à traiter chacune différemment, sans les considérer indépendantes.

L'analyse du bilan de quantité de mouvement permet également d'extraire l'influence des modifications topologiques de l'écoulement sur les efforts aérodynamiques tels qu'ils sont ressentis, non plus seulement par le corps, mais également par le sillage. Cette interprétation peut mener à envisager le contrôle différemment et à revoir les paramètres sur lesquels agir.

Perspectives

Les deux principales parties de ce travail nous indiquent la nécessité d'apporter une attention particulière aux interactions entre les différentes structures de l'écoulement, autant d'un point de vue moyen qu'instationnaire. Ceci ouvre de nombreuses perspectives de recherche à soumettre à la communauté impliquée dans les tentatives de contrôle de l'écoulement autour de cette géométrie.

Indépendamment du contrôle, la compréhension du comportement instationnaire des différentes structures doit être approfondie. À cette fin, l'étude pourrait être poursuivie à l'aide d'une maquette présentant une répartition de sondes polarographiques plus fine. De plus, l'utilisation de sondes multiples, permettrait l'accès à une information plus précise. Les autres parois du corps, tel que le culot, le pavillon ou les parois latérales, peuvent également fournir des données de fort intérêt.

Le lien existant entre les différentes instationnarités relevées ici doit également être précisé.

L'étude au moyen des sondes électrochimiques en canal hydrodynamique ayant démontré une mise en évidence efficace des instationnarités, celle-ci pourrait être étendue au cas du contrôle par déflecteur afin d'analyser plus finement l'effet de ce dernier sur la dynamique de l'écoulement.

Afin de comprendre l'ensemble des phénomènes pouvant être induits par les dispositifs de contrôle, il convient de poursuivre l'analyse des mécanismes physiques induits par des dispositifs simples, ciblés spécifiquement sur certaines zones de l'écoulement.

La déflexion simple réalisée ici pourra également être complétée par une application similaire avec apport modéré d'énergie dans l'écoulement, notamment par la substitution de la lame solide par une lame fluide, qui pourrait d'ailleurs permettre une intégration plus facile au design des véhicules réels.

Bibliographie

- [1] S.R. AHMED : Influence of base slant angle on wake structure and drag of raod vehicles. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 105, 1983.
- [2] S.R. AHMED, G. RAMM et G. FALTIN : Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. *SAE Technical Paper 840300*, 1984.
- [3] A. AMBARI, C. DESLOUIS et B. TRIBOLLET : Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1986.
- [4] S. AUBRUN, J. MCNALLY, F. ALVI et A. KOURTA : Separation flow control on a generic ground vehicle using steady microjet arrays. *Experiments in Fluids*, DOI : 10.1007/s00348-011-1132-0, 2011.
- [5] J.-F. BEAUDOIN et J.-L. AIDER : Drag and lift reduction of a 3d bluff-body using flaps. *Experiments in Fluids*, 44(4):491–501, 2008.
- [6] J.-F. BEAUDOIN, O. CADOT, J.-L. AIDER, K. GOSSE, P. PARANTHOËN, B. HAMELIN, M. TISSIER, D. ALLANO, I. MUTAZABI, M. GONZALES et J.-E. WESFREID : Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics. *Experiments in Fluids*, 37(5):763–768, 2004.
- [7] J.-F. BEAUDOIN, O. CADOT, J.-L. AIDER et J.-E. WESFREID : Drag reduction of a bluff-body using adaptive control methods. *Physics of Fluids*, 18(8):085107.1–085107.10, 2006.
- [8] V. BOUCINHA : *Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique - Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.
- [9] C.-H. BRUNEAU, P. GILLIÉRON et I. MORTAZAVI : Flow manipulation around the ahmed body with a rear window using passive strategies. *Comptes Rendus Mécanique*, 335(4):213 – 218, 2007.
- [10] A. BRUNN et W. NITSCHKE : Active control of turbulent separated flows over slanted surfaces. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(5):748–755, 2006.
- [11] A. BRUNN, E. WASSEN, D. SPERBER, W. NITSCHKE et F. THIELE : Active drag control for a generic car model. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 95:247–259, 2007.

- [12] T.L. CHAN, D.D. LUO, C.S. CHEUNG et C.K. CHAN : Large eddy simulation of flow structures and pollutant dispersion in the near-wake region of the studied ground vehicle for different driving conditions. *Atmospheric Environment*, 42(21):5317 – 5339, 2008.
- [13] S.H. CHUE : Pressure probes for fluid measurement. *Progress in Aerospace Sciences*, 16(2):147–233, 1975.
- [14] E. FARES : Unsteady flow simulation of the ahmed reference body using a lattice boltzmann approach. *Computers & Fluids*, 35(8-9):940–950, 2006.
- [15] M. GAD-EL-HAK : *Flow control : passive, active, and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2000.
- [16] P. GILLIÉRON et F. CHOMETON : Modelling of stationary three-dimensional separated air flows around an ahmed reference model. *In Third International Workshop on Vortex Flows and Related Numerical Methods, ESAIM Proceedings*, volume 7, pages 173–182, 1999.
- [17] P. GILLIÉRON, A. LEROY, S. AUBRUN et P. AUDIER : Influence of the slant angle of 3d bluff bodies on longitudinal vortex formation. *Journal of Fluids Engineering*, 132(5):051104, 2010.
- [18] P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates. *Experiments in Fluids*, 48(1):1–16, 2010.
- [19] T.J. HANRATTY et J.A. CAMPBELL : *Fluid mechanics measurements*, chapitre Measurements of wall shear stress, pages 559–615. Hemisphere Publishing Co., 1983.
- [20] C. HINTERBERGER, M. GARCIA-VILLALBA et W. RODI : *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics / The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*, chapitre Large eddy simulation of flow around the Ahmed body. Springer, 2004.
- [21] W.-H. HUCHO : *Aerodynamics of Road Vehicles*, chapitre Aerodynamic Drag of Passenger Cars, Flow Field Around a Car, pages 133–142. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [22] L. JANSSEN et W.-H. HUCHO : Aerodynamische Formoptimierung der Typen VW - Golf und VW - Scirocco. *Volkswagen Golf I ATZ*, 77:1–5, 1974.
- [23] M. KAPRAWI : *Transfert de matière à la surface d'une électrode de forme complexe en régime de diffusion contrôlée : Application à la métrologie des écoulements pariétaux*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1992.
- [24] B. KHALIGHI, S. ZHANG, C. KOROMILAS, S.R. BALKANYI, L.P. BERNAL, G. IACCARINO et P. MOIN : Experimental and computational study of unsteady wake flow behind a bluff body with a drag reduction device. Rapport technique, SAE paper 2001-01B-207, 2001.

- [25] B.C. KHOO, Y.T. CHEW et C.J. TEO : Near-wall hot-wire measurements. *Experiments in Fluids*, 31:494–505, 2001. 10.1007/s003480100304.
- [26] M. KIYA et K. SASAKI : Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 154:463–491, 1985.
- [27] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Large eddy simulation of the flow around an Ahmed body. In *2004 ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference, Charlotte, USA*, 2004.
- [28] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Large-eddy simulation of the flow around simplified car model. In *SAE World Congress : 2004-01-0227, Detroit, USA*, 2004.
- [29] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Flow around a simplified car, part 1 : Large eddy simulation. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):907–918, 2005.
- [30] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Flow around a simplified car, part 2 : Understanding the flow. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):919–928, 2005.
- [31] L. LABRAGA, N. BOURABAA et T. BERKAH : Wall shear stress from a rotating cylinder in cross flow using the electrochemical technique. *Experiments in Fluids*, 33:488–496, 2002.
- [32] L. LABRAGA, B. LAGRAA, A. MAZOUZ et L. KEIRSBULCK : Propagation of shear-layer structures in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *Experiments in Fluids*, 33:670–676, 2002.
- [33] C. LECLERC : *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2008.
- [34] B. LEHUGEUR, P. GILLIÉRON et T. IVANIĆ : Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : approche numérique. *Comptes Rendus. Mécanique*, 334(6):368–372, 2006.
- [35] M.A. LEVÊQUE : Les lois de transmission de la chaleur par convection. *Annales des Mines*, 13:201–409, 1928.
- [36] H. LIENHART, C. STOOTS et S. BECKER : Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model (ahmed model). In *DGLR Fach Symposium der AG STAB, Stuttgart, Allemagne*, 2000.
- [37] S.C. LING : Heat transfer from a small isothermal spanwise strip on an insulated boundary. *Journal of Heat Transfer*, 85:230–236, 1963.
- [38] S.S. LU et W.W. WILLMARTH : Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 60:481–511, 1973.
- [39] T.S. LUCHIK et W.G. TIEDERMAN : Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 174:529–552, 1987.

- [40] Z. MAO et J.T. HANRATTY : Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34:281–290, 1991.
- [41] T. MAQUINGHEN : *Méetrologie tridimensionnelle instationnaire à l'aide de la méthode polarographique*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1999.
- [42] M. MINGUEZ, R. PASQUETTI et E. SERRE : High-order large-eddy simulation of flow over the "ahmed body" car model. *Physics of Fluids*, 20(9), 2008. 095101.1-095101.17.
- [43] J.E. MITCHELL et T.J. HANRATTY : A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter. *Journal of Fluid Mechanics*, 26:199–221, 1966.
- [44] T. MOREL : Aerodynamics drag of bluff body shapes characteristics of hatch-back cars. Rapport technique, SAE Report 780267, 1978.
- [45] J. MORLET : Sampling theory and wave propagation. In *Society of Exploration Geophysicists' 1981 annual meeting 51st Annual International Meeting of the Society of Exploration Geophysicists, Los Angeles, USA*, 1981.
- [46] M. ONORATO, A.F. COSTELLI et A. GARRONE : Drag measurement through wake analysis. *SAE Technical Paper 840302*, 1984.
- [47] A.K. PRASAD, R.J. ADRIAN, C.C. LANDRETH et P.W. OFFUTT : Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*, 13(2):105–116, 1992.
- [48] G. PUJALS, S. DEPARDON et C. COSSU : Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Experiments in Fluids*, 49:1085–1094, 2010.
- [49] B. PY : Etude tridimensionnelle de la sous couche visqueuse dans une veine rectangulaire par des mesures de transfert en paroi. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:129–144, 1973.
- [50] B. PY et J. GOSSE : Sur la réalisation d'une sonde polarographique sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, 269:401–404, 1969.
- [51] F. REHIMI : *Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires derrière un cylindre en milieu confiné par la PIV et la polarographie*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2006.
- [52] F. REHIMI, F. ALOUI, S. BEN NASRALLAH, L. DOUBLIEZ et J. LEGRAND : Inverse method for electrodiffusional diagnostics of flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:1242–1254, 2006.
- [53] L.P. REISS et T.J. HANRATTY : Measurement of instantaneous rates of mass transfer to a small sink on a wall. *AIChE Journal*, 8(2):245–247, 1962.
- [54] M. ROUMÉAS, P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Drag reduction by flow separation control on a car after body. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 60(11):1222–1240, 2008.

- [55] M. ROUMÉAS, P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry. *Computers & Fluids*, 38(1):60–70, 2009.
- [56] C.T. SHAW, K.P. GARRY et T. GRESS : Using singular systems analysis to characterise the flow in the wake of a model passenger vehicle. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 85(1):1–30, 2000.
- [57] D.B. SIMS-WILLIAMS : *Self-Excited Aerodynamic Unsteadiness Associated with Passenger Cars*. School of Engineering. Thèse de doctorat, University of Durham, 2001.
- [58] D.B. SIMS-WILLIAMS et B.D. DUNCAN : The ahmed model unsteady wake : Experimental and computational analyses. Rapport technique, SAE Paper 2002-01-1315, 2002.
- [59] V. SOBOLÍK, Wein O. et J. ČERÁK : Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-newtonian liquids. *Collection of Czechoslovak Chemical Communications*, 52:913–928, 1987.
- [60] A. SPOHN et P. GILLIÉRON : Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, Toulouse, France*, 2002.
- [61] R.K. STRACHAN, K. KNOWLES et N.J. LAWSON : The vortex structure behind an ahmed reference model in the presence of a moving ground plane. *Experiments in Fluids*, 42(5):659–669, 2007.
- [62] A. THACKER : *Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2010.
- [63] J. TIHON et V. SOBOLÍK : Dynamics of electrodiffusion friction probes in wavy film flow. In *International workshop on electrodiffusion diagnostics of flows, Dourdan, France*, pages 397–404, Dourdan, France, 1993.
- [64] C. TOURNIER : *Étude de l'écoulement tridimensionnel instationnaire autour des cylindres par tribométrie électrochimique*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1976.
- [65] C. TROPEA, A. L. YARIN et J. F. FOSS, éditeurs. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer, 2007.
- [66] C.P. van DAM : Recent experience with different methods of drag prediction. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(8):751–798, 1999.
- [67] G. VINO, S. WATKINS, P. MOUSLEY, J. WATMUFF et S. PRASAD : Flow structures in the near-wake of the ahmed model. *Journal of Fluids and Structures*, 20(5):673–695, 2005.
- [68] S. WATKINS et G. VINO : The effect of vehicle spacing on the aerodynamics of a representative car shape. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(6-7):1232–1239, 2008.

- [69] H. ZIDOUH, L. LABRAGA et M. WILLIAM-LOUIS : Unsteady wall shear stress in transient flow using electrochemical method. *Journal of Fluids Engineering*, 131, 2009.

Caractérisation pariétale instationnaire et contrôle de l'écoulement autour d'un corps épais

Résumé : Pour être efficaces, les stratégies visant à réduire la résistance à l'avancement des véhicules automobiles doivent être fondées sur une connaissance accrue des phénomènes physiques présents dans l'écoulement autour du véhicule. Ce travail expérimental entend contribuer à la compréhension de ces phénomènes en s'intéressant à l'écoulement autour d'un modèle générique de véhicule, le corps de Ahmed. Cet écoulement se caractérise par le développement d'un bulbe de recirculation encadré de deux structures tourbillonnaires longitudinales au voisinage immédiat de la paroi de la lunette arrière du modèle. Dans un premier temps, cet écoulement est étudié par méthode polarographique en canal hydrodynamique, cette méthode permettant l'accès au frottement pariétal instationnaire. Cette grandeur physique est particulièrement sensible à la présence de structures cohérentes à proximité de la paroi. Par l'utilisation de diverses méthodes d'analyse, nous mettons en évidence la présence d'instationnarités marquées dans l'écoulement qui participent fortement à la complexité de la dynamique des différentes structures tourbillonnaires. Un contrôle de l'écoulement au moyen d'un déflecteur est ensuite étudié. L'augmentation du bulbe décollé sur la lunette par le dispositif de contrôle permet, sous certaines conditions, une réduction de la traînée aérodynamique du corps de l'ordre de 9%. Nous mettons l'accent sur la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu dans cette modification des efforts aérodynamiques, notamment par la caractérisation de l'influence du contrôle sur la topologie de l'écoulement. La modification de l'équilibre existant entre la zone décollée sur la lunette et les structures tourbillonnaires longitudinales se développant à son contact permet la diminution de la contribution de ces dernières à la traînée aérodynamique. Nous montrons notamment que l'amplification imposée au bulbe de recirculation permet l'affaiblissement, puis la destruction, des structures longitudinales. Cette étude montre ainsi qu'il est nécessaire de prendre en compte toutes les structures tourbillonnaires autour de ce type de configuration tridimensionnelle afin de mettre en œuvre des stratégies de contrôle plus efficaces.

Mots-clés : Aérodynamique, Instationnarités, Frottement pariétal, Méthode polarographique, Contrôle d'écoulement, Réduction de traînée, Corps de Ahmed.

Unsteady near-wall characterization and control of the flow around a bluff-body

Abstract : To be efficient, strategies aiming at reducing automotive vehicles aerodynamic drag have to be based on an increased knowledge of the physical phenomena present in the flow around the vehicle. This experimental work intends to contribute to the understanding of these phenomena by focusing on the flow around a generic vehicle model, the Ahmed body. This flow is characterized by the development of a recirculation bubble surrounded by two longitudinal vortex structures in the immediate neighborhood of the model rear window. At first, this flow is studied by polarographic method in a water tunnel, this method permits the unsteady wall shear stress measurement. This physical quantity is particularly sensitive to the presence of coherent structures in the near-wall region. By the use of different analysis methods, we highlight the presence of marked unsteadinesses in the flow strongly participating in the complex dynamics of the vortex structures. A flow control using a deflector is then studied. The increase in the separated bubble on the rear window by the device allows, under certain conditions, a drag reduction of about 9%. We focus on the understanding of the physical mechanisms involved in this modification of the aerodynamic stresses, in particular by characterizing the influence of the control on the flow topology. The modification of the balance existing between the separated zone on the window and the longitudinal vortex structures developing at its contact allows the decrease in their contribution to the aerodynamic drag. We show that the increase imposed in the recirculation bubbles allows the weakening, then the destruction, of the longitudinal vortices. This study shows that it is necessary to take all the vortex structures into account around this kind of three-dimensional configuration in order to design more efficient flow control strategies.

Key words : Aerodynamics, Unsteadinesses, Wall shear stress, Polarographic method, Flow control, Drag reduction, Ahmed model.

