



N° d'ordre :

THESE

Présentée pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Transferts, Dynamique des Fluides, Energétique & Procédés

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES

REDUCTION DE LA TRAINEE D'UN VEHICULE AUTOMOBILE SIMPLIFIE A L'AIDE DU CONTROLE ACTIF PAR JET SYNTHETIQUE

Par

Cédric LECLERC

Soutenue le 11 Janvier 2008 à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

devant le jury composé de :

MM.	Philippe DEVINANT	Président
MME.	Eugénie LEVALLOIS	Tutrice industrielle de Thèse
MM.	Azeddine KOURTA.	Directeur de thèse
	Sédat TARDU	Rapporteur
	Charles-Henri BRUNEAU	Rapporteur
	Henri-Claude BOISSON	Membre
	Patrick GILLIERON	Membre
	Philippe PERNOD	Membre

Remerciements

J'ai attendu tout au long de la thèse la rédaction de cette dernière page qui en marquerait la fin. En réalité, j'ai eu beaucoup de mal à rédiger cette page et clore définitivement cette étude. Je me lance donc :

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à l'ensemble de l'équipe de chercheurs qui m'a entouré tout au long de ces trois années, avec en première ligne Azeddine KOURTA, mon directeur de thèse, qui a tout fait pour que les règles du jeu de cette thèse CIFRE soient respectées, et qui a également animé tel un chef d'orchestre le Groupe De Recherche "Contrôle des Décollements", dont je remercie les acteurs.

Je remercie ensuite l'ensemble des personnes extérieures à l'entreprise qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à l'obtention de résultats au cours de ces trois années : L'équipe d'EXA[®] France, l'équipe du LME d'Orléans, et l'équipe de R&D Vision avec particulièrement Arnaud SUSSET.

Je remercie également l'ensemble du service "Systèmes Véhicules" de la DTAA, en commençant par le grand chef, François Chauveau, incollable sur les innovations techniques automobiles d'hier, d'aujourd'hui et de demain... Je remercie ensuite les acteurs des sections parallèles à la nôtre, les délires quotidiens de la "Liaison au Sol" ont mis l'ambiance sur le plateau et l'"Acoustique" et en particulier l'équipe "Aéro-Acoustique" pour leur aide et remarques constructives.

Passons maintenant à la section "Aérodynamique et Mécanique des Fluides" chapotée par Patrick GILLIERON. Comment remercier correctement toute cette petite équipe ?

Je commence donc par remercier les thésards, du passé, Mathieu ROUMEAS et Benjamin LEHUGEUR, qui n'ont de monotone que la technique de contrôle qu'ils ont étudiée. Merci à tous les deux pour m'avoir plongé dans le bain et sorti la tête de l'eau quand il le fallait (dans le Castro de SFO et à la piscine de Notre Dame des Champs). Je remercie également les thésards du présent, Marion D'HONDT et Kevin NJIFENJU qui m'ont fait comprendre qu'il était temps de passer à autre chose et à qui je souhaite plein de choses.

Merci également aux experts techniques (à qui on pourrait également dédier une série TV), Pierre BOBILLIER et Pierre-Emmanuel JARDY, qui ont pris Matlab (ou autre logiciels de post-traitement) comme première langue, et "Papi" LEROY maniant aussi bien la chignole de nos arrières grand-père que la Freebox de nos arrières petits enfants.

Une petite dédicace à Tanja IVANIC, capable à la fois de tenir le rôle de James Bond Girl au bras de G.C. et le change aux plus grands spécialistes des méthodes numériques fluides.

Enfin, je remercie tout particulièrement la "Synthetic Jet Team", composée de Quentin GALLAS, dans le rôle du scientifique, et Eugénie LEVALLOIS, dans celui de la politicienne. Sans ces deux amateurs de fromage, de bon vin et de Welsch, ce travail de thèse n'aurait jamais abouti... en l'état. Toute ma gratitude va à Eugénie, ma tutrice et en quelque sorte "marraine" industrielle, qui m'a donnée l'opportunité d'intégrer l'équipe, de partager et d'assouvir cette passion pour l'automobile. Merci pour cette aventure !!!

Je souhaite également remercier toute ma famille, belle-famille et assimilés (M&M's) pour leur soutien et leur confiance. Près de 40 mois avant d'avoir la fin d'une histoire, c'est long...

Enfin, mes plus sincères remerciements sont pour ZEZETTE, ma fiancée au début de l'histoire, puis ma femme peu de temps après et très prochainement la mère d'une "t'chote biloute" pas plus grande que ça. Merci d'avoir accepté ces longs moments d'autisme sans jamais "tilter", de faire que les bas soient anecdotiques et que les hauts soient toujours au top.

Pour moi, l'aventure s'arrête ici... Pour ceux qui se plongent dans le manuscrit, l'histoire commence... donc bonne lecture et n'hésitez pas à me faire part de vos remarques (leclerc.cedric@gmail.com)...

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières.....	5
Nomenclature	8

PARTIE I - Introduction générale

1.1. La planète se réchauffe !.....	15
1.2. L'engagement de l'industrie automobile	15
1.3. Environnement et objectif de la thèse.....	18
1.4. Organisation du document.....	19

PARTIE II - éléments bibliographiques

Chapitre II.1 - Éléments d'aérodynamique automobile.....

1.1. Quelques rappels des définitions	24
1.2. Les origines de la traînée aérodynamique.....	27
1.3. Le corps de Ahmed : Un bicorps automobile simplifié	29

Chapitre II.2 - Le jet synthétique en première approche

2.1. Principe du jet synthétique	37
2.2. Les domaines d'application du jet synthétique	38
2.3. Les différents actionneurs de jet synthétique.....	40
2.4. Conclusion : intérêts et difficultés	42

Chapitre II.3 - Précisions sur l'écoulement de jet synthétique

3.1. La nomenclature du jet synthétique.....	43
3.2. Les grandeurs caractéristiques.....	45
3.3. Topologie de l'écoulement de jet synthétique.....	50
3.4. Influence de la géométrie de l'actionneur	56
3.5. Synthèse.....	60

Chapitre II.4 - Le jet synthétique en interaction

4.1. Contrôle des écoulements décollés.....	61
4.2. L'orientation d'un écoulement.....	72
4.3. Interaction entre deux jets synthétiques.....	75

Chapitre II.5 - Les perspectives d'application automobile.....

PARTIE III - Exploration numérique du potentiel de contrôle par jet synthétique.....

Chapitre III.1 - Modélisation numérique du problème.....

1.1. Mise en place de la simulation.....	84
--	----

1.2. Les conditions aux limites	86
1.3. Le maillage	87
1.4. Les temps caractéristiques	89
1.5. Définitions des grandeurs utilisées pour l'analyse	91
Chapitre III.2 - Exploration numérique sur une géométrie simplifiée bidimensionnelle	95
2.1. L'écoulement sans contrôle.....	95
2.2. L'écoulement moyen avec contrôle	99
2.3. L'écoulement instationnaire avec contrôle pour $F_w^+ = 0.7$	106
2.4. Conclusion de l'étude bidimensionnelle	125
Chapitre III.3 - Exploration numérique sur une géométrie simplifiée tridimensionnelle	127
3.1. Caractérisation de l'écoulement de sillage sans contrôle	127
3.2. Validation de l'efficacité du contrôle par jet synthétique sur une géométrie tridimensionnelle	144
3.3. Conclusion de l'étude numérique du contrôle des écoulements sur une géométrie simplifiée tridimensionnelle.....	164
<hr/>	
PARTIE IV - Exploration expérimentale du potentiel de contrôle par jet synthétique.....	167
<hr/>	
Chapitre IV.1 - Dispositif expérimental.....	170
1.1. Equipements	170
1.2. Les moyens de mesures expérimentaux.....	174
1.3. Conclusion.....	184
Chapitre IV.2 - Caractérisation de l'actionneur et de l'écoulement de jet synthétique	185
2.1. L'actionneur de jet synthétique développé.....	185
2.2. Caractérisation expérimentale de la réponse dynamique de l'actionneur.....	187
2.3. Evolution temporelle de l'écoulement de jet synthétique seul	190
2.4. Distribution spatiale de l'écoulement de jet synthétique.....	193
2.5. Conclusion de la caractérisation du jet synthétique seul.....	195
Chapitre IV.3 - Caractérisation de l'écoulement sans contrôle.....	196
3.1. Caractérisation du bulbe décollé de lunette arrière.....	196
3.2. Caractérisation de la structure tourbillonnaire torique de culot.....	206
3.3. Caractérisation des structures tourbillonnaires longitudinales.....	213
3.4. Caractérisation de la traînée aérodynamique	217
3.5. Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement sans contrôle.....	220
Chapitre IV.4 - Caractérisation de l'écoulement aérodynamique contrôlé.....	222
4.1. Validation du potentiel aérodynamique du contrôle	222
4.2. Caractérisation stationnaire des effets du contrôle	228
4.3. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement contrôlé.....	245
4.4. Caractérisation des mécanismes du contrôle par jet synthétique en synchronisation de phase	252
4.5. Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement contrôlé par jet synthétique	259

PARTIE V – Rappel des principaux résultats de la thèse et Perspectives d’application Automobile.....	263
1.1. Rappel des principaux résultats de la thèse	265
1.2. Perspectives d’application automobile	267
ANNEXES	Erreur ! Signet non défini.
<i>Annexe A - Le code de calcul.....</i>	<i>270</i>
A.1. Présentation du code de calcul.....	270
<i>Annexe B – Mise en œuvre de la PIV et traitement des images</i>	<i>279</i>
B.1. Principe de la PIV 2D2C (2 dimensions, 2 composantes)	279
B.2. Mise en œuvre des mesures	281
B.3. Le traitement des images	284
<i>Annexe C – Mise en œuvre de l’anémométrie au fil chaud</i>	<i>289</i>
C.1. Principe de la technique de mesure.....	289
C.2. Mesure de la vitesse maximale de soufflage de l'actionneur de jet synthétique.....	290
C.3. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement aérodynamique de sillage.....	292
<i>Annexe D - Complément sur l'actionneur de jet synthétique seul</i>	<i>294</i>
D.1. Le principe du "Lumped Element Modeling" (LEM).....	294
D.2. Complément sur les performances aérodynamiques de l'actionneur	297
D.3. Capitalisation des performances aérodynamiques de l'actionneur.....	299
<i>Annexe E – Influence du montage de l'actionneur sur la topologie de l'écoulement sans contrôle .</i>	<i>304</i>
E.1. Précision sur l'évolution des coefficients de pression statique	304
Bibliographie	309
Table des figures	316
Table des tables	327

Nomenclature

A	Point d'application de la résultante des efforts aérodynamiques
$A(t)$	Signal en tension envoyé aux membranes piézoélectriques
A_0	Tension maximale envoyée aux membranes piézoélectriques [V]
$b(z_j)$	Largeur de l'écoulement de jet synthétique à la hauteur z_j [m]
c_0	Célérité du son dans l'air [$m.s^{-1}$]
C_l	Coefficient de roulis au point G
C_m	Coefficient de tangage au point G
C_n	Coefficient de lacet au point G
C_p	Coefficient de pression statique
C_{pi}	Coefficient de perte d'énergie volumique
C_x	Coefficient de traînée aérodynamique
C_x^0	Contribution de la pression sur l'avant du corps de Ahmed à la traînée totale
C_x^2	Contribution de la pression sur la lunette arrière à la traînée totale
C_x^3	Contribution de la pression sur le culot à la traînée totale
C_x^f	Contribution du frottement à la traînée totale
C_y	Coefficient de dérive aérodynamique
C_z	Coefficient de portance aérodynamique
C_μ	Coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique
d	Largeur de la fente dans le cas d'un actionneur bidimensionnel ou diamètre de l'orifice dans le cas d'un actionneur axisymétrique [m]
D	Bulbe décollé de lunette arrière
D_V	Distance qui sépare le centre des structures tourbillonnaires en sortie d'actionneur [m]
E_k	Energie cinétique turbulente calculée par intégration du spectre [$m^2.s^{-2}$]
f_{cam}	Fréquence d'acquisition de la caméra [Hz]
f_d	Fréquence naturelle de résonance des membranes piézoélectriques [Hz]
f_h	Fréquence naturelle de résonance du résonateur d'Helmholtz formé par la cavité de l'actionneur [Hz]
f_i	Fréquence d'acquisition des résultats instationnaires [Hz]
f_j	Fréquence d'excitation du JS [Hz]
f_m	Fréquence de modulation d'amplitude du signal $A(t)$ [Hz]
f_s	Fréquence d'acquisition des résultats instationnaires au niveau des sondes numériques [Hz]
F	Point singulier de type "foyer" des lignes de frottement
\vec{F}_a	Résultante des efforts aérodynamiques

\vec{F}_f	Résultante des efforts visqueux et turbulents
F_H^+	Fréquence réduite du jet synthétique construite à partir du temps caractéristique de formation des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz
\vec{F}_p	Résultante des efforts de pression
F_W^+	Fréquence réduite du jet synthétique construite à partir du temps caractéristique de formation des structures tourbillonnaires de Von Karman
F_x	Effort de traînée aérodynamique [N]
F_y	Effort de dérive aérodynamique [N]
F_z	Effort de portance aérodynamique [N]
G	Centre de gravité du véhicule
h	Epaisseur de l'orifice ou de la fente de l'actionneur de JS [m]
H	Facteur de forme
H_A	Hauteur du corps de Ahmed [m]
H_f	Hauteur de la veine numérique [m]
H_s	Garde au sol [m]
H_3	Hauteur du culot [m]
\bar{I}_j	Quantité de mouvement du JS intégrée sur la surface Σ_j [kg.m.s^{-2}]
I_k	Intensité turbulente calculée par intégration du spectre
I_O	Quantité de mouvement du JS évaluée au centre de l'orifice [kg.m.s^{-2}]
I_∞	Quantité de mouvement liée au déplacement de la géométrie [kg.m.s^{-2}]
k	Energie cinétique turbulente calculée à partir des fluctuations de vitesse [$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$]
l_A	Largeur du corps de Ahmed (=0.389 m, échelle 0.7 = 0.272 m)
l_f	Largeur de la veine numérique
l_2	Longueur de la lunette arrière (=0.222 m, échelle 0.7 = 0.155 m)
L	Longueur du véhicule [m]
L_A	Longueur du corps de Ahmed [m]
L_f	Longueur de la veine numérique [m]
L_r	Longueur du bulbe de recirculation dans le cas du domaine d'interaction stationnaire entre l'écoulement transverse et l'écoulement de JS [m]
L_0	Longueur de pénétration de l'écoulement de jet synthétique [m]
$\vec{M}_a(G)$	Moment aérodynamique transporté au centre de gravité
M_x	Moment et coefficient de roulis au point G
M_y	Moment et coefficient de tangage au point G
M_z	Moment et coefficient de lacet au point G
Miu	Configuration de l'actionneur monté en amont de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 avec $d=0.5i$ mm ($i \in [0;4]$)
Mid	Configuration de l'actionneur monté en aval de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 à $g=2i$ mm ($i \in [0;2]$)
\vec{n}	Normale locale entrante dans le fluide
N	Point singulier de type "nœud" des lignes de frottement ou de courant

N_b	Nombre d'échantillon de mesure
N_c	Nombre de cycle d'actionnement du jet synthétique utilisés pour les résultats en synchronisation de phase
N_i	Nombre d'itérations de calcul utilisées pour les résultats instationnaires
N_{it}	Nombre d'itérations total de simulation
N_{itc}	Nombre d'itérations de calculs avant convergence
N_{itr}	Nombre d'itérations de calcul après convergence (utilisée comme résultats)
N_s	Nombres d'itérations de calcul utilisées pour les résultats instationnaires au niveau des sondes numériques
P	Pression statique de l'écoulement en mouvement [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$]
P_d	Fil chaud positionné 10^{-3} m en aval de la rupture de pente entre Σ_3 et Σ_4
P_{i0}	Pression totale de l'écoulement incident [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$]
P_i	Pression totale de l'écoulement aérodynamique [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$]
P_u	Fil chaud positionné 10^{-3} m en aval de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2
P_{w1} et P_{w2}	Fil chaud positionné à $H_A/2$ et H_A en aval de la maquette
P_0	Pression statique de l'écoulement au repos (=101325 Pa)
Q	Structure tourbillonnaire torique en appuis sur le culot
Q_1 et Q_2	Structures tourbillonnaires transversales en appuis respectivement sur le haut et bas de Σ_3
$\overline{Q}(z_j)$	Débit volumique du jet synthétique à la hauteur z_j [$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$]
Q_0	Débit volumique du jet synthétique à la sortie de l'orifice [$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$]
R_b	Recouvrement des échantillons de mesure
Re_{i0}	Nombre de Reynolds du JS basé sur la quantité de mouvement injectée par le JS et évaluée au centre de l'orifice
Re_j	Nombre de Reynolds de l'écoulement de JS basé sur d et $U_{r\grave{e}f}$
$Re_{L_{r\grave{e}f}}$	Nombre de Reynolds de l'écoulement aérodynamique basé sur $L_{r\grave{e}f}$ et U_∞
$Re_{\overline{U}_j}$	Nombre de Reynolds du JS basé sur la vitesse spatio-temporelle moyenne
Re_{U_0}	Nombre de Reynolds du JS basé sur la vitesse temporelle moyenne au centre de l'orifice
S	Point singulier de type "selle" des lignes de frottement ou de courant
S_j	Nombre de Stokes de l'écoulement de JS
S_{pp}	Autospectre de la fonction p
$St_{L_{r\grave{e}f}}$	Nombre de Strouhal basé sur $L_{r\grave{e}f}$ et U_∞
St_j	Nombre de Strouhal du JS basé sur d et U_j
$St_{\overline{U}_j}$	Nombre de Strouhal basé sur la vitesse spatio-temporelle moyenne
S_w	Section transversale de l'écoulement de sillage [m^2]
S_∞	Maître couple du véhicule [m^2]
t	Temps [s]
t_H	Echelle de temps caractéristique de formation des structures tourbillonnaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans le nappe de cisaillement [s]
t_i	Période d'acquisition des résultats instationnaires [s]

t_m	Temps physique de simulation [s]
t_n	Pas de temps d'itération [s]
t_w	Echelle de temps caractéristique de formation des structures tourbillonnaires dans le sillage liée à l'instabilité de Von Karman [s]
T_j	Période d'un cycle de JS [s]
T_1 et T_2	Structures tourbillonnaires longitudinales respectivement gauche et droite
$\bar{u}_j(\bar{X}_j, t) \{u_x, u_y, u_z\}$	Vecteur vitesse et composantes du vecteur vitesse dans le repère lié à l'actionneur au point de coordonnées \bar{X}_j au temps t [m.s ⁻¹]
$u_o(t)$	Vitesse longitudinale relevée au point O, centre de Σ_j [m.s ⁻¹]
$\bar{U}(\bar{U}_x, \bar{U}_y, \bar{U}_z)$	Vecteur vitesse et composantes du vecteur vitesse dans le repère lié au véhicule [m.s ⁻¹]
U_c	Vitesse de convection de la paire de structures tourbillonnaires [m.s ⁻¹]
U_e	Vitesse maximale du profil de couche limite [m.s ⁻¹]
$\bar{U}_j(t) \{U_x, U_y, U_z\}$	Moyenne spatiale du vecteur vitesse et de ces composantes [m.s ⁻¹]
$\bar{\bar{U}}_j \{ \overline{U_x}, \overline{U_y}, \overline{U_z} \}$	Moyenne spatio-temporelle du vecteur vitesse et de ces composantes pendant le phase de soufflage [m.s ⁻¹]
U_{max}	Vitesse de soufflage maximale de l'écoulement de JS au centre O [m.s ⁻¹]
U_o	Moyenne temporelle de la vitesse au point O pendant le soufflage [m.s ⁻¹]
U_∞	Vitesse de déplacement du véhicule [m.s ⁻¹]
w	Longeur de la fente de l'actionneur de JS [m]
w_{Han}	Fenêtre de troncature temporelle de Hanning
W	Hauteur de la cavité de l'actionneur de JS [m]
y^+	Epaisseur de couche limite adimensionnée [m]
α	Angle d'inclinaison de la lunette arrière [°]
Γ	Circulation ou critère de détection des structures tourbillonnaire "Gamma 2"
δ	Epaisseur de couche limite [m]
δ_1	Epaisseur de déplacement [m]
δ_2	Epaisseur de quantité de mouvement [m]
ΔC_x	Pourcentage de réduction de traînée moyenne
$\Delta\phi$	Déphasage entre actionneurs de JS [°]
θ	Position azimutale sur un cylindre [°]
λ	Longeur d'onde acoustique [m]
μ	Viscosité dynamique du fluide [kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique du fluide [=1.5x10 ⁻⁵ m ² .s ⁻¹]
σ_c	Surface d'un objet
Σ_i	Surfaces qui composent le corps de Ahmed (i=1 : pavillon, i=2 : lunette arrière, i=3 : culot, i=4 : soubassement, i=5 : avant, i=6d : flan latéral droit, i=6g : flan latéral gauche) ou la veine numérique (i=g : sol, i=r : plafond ou toit, i=e : entrée, i=s : sortie, i=wg : paroi latérale gauche, i=wd : paroi latérale droite)
Σ_j	Surface de sortie de la fente du JS
ϕ	Déphasage entre les signaux de tension A(t) et de vitesse $u_o(t)$ [°]

Φ	Phase angulaire de l'actionneur de JS [°]
ρ	Masse volumique de l'air [=1.225 kg/m ³]
τ_{μ}	Tenseur des contraintes visqueuses
τ_t	Tenseur des contraintes turbulentes
ω_d	Pulsation naturelle de résonance des membranes piézoélectriques [rad.s ⁻¹]
ω_H	Pulsation de Helmholtz associée à la résonance de la cavité [rad.s ⁻¹]
ω_j	Pulsation d'excitation du JS [rad.s ⁻¹]
ω_m	Pulsation de modulation du signal A(t) en amplitude [rad.s ⁻¹]
$\vec{\Omega}$	Vorticité [s ⁻¹]
Ω_A	Géométrie du corps de Ahmed pour les simulations numériques
Ω_f	Domaine fluide extérieur
Ω_i	Sous domaines de maillage numérique
\forall	Volume de la cavité de l'actionneur de JS [m ³]
$\Delta\forall$	Volume déplacé au cours d'une demi période T _j /2 [m ³]

Moyennes

Minuscule	Signal temporel
Majuscule	Moyenne temporelle
-	Moyenne temporelle et spatiale
^	Moyenne en synchronisation de phase

Indices

∞	Ecoulement incident
j	Ecoulement de jet synthétique
2	Lunette arrière
A	Corps de Ahmed
f	Domaine numérique fluide

Abréviations

TTL	Signal rectangulaire utilisé pour la synchronisation
PIV	Visualisation par imagerie de particules
JS	Jet Synthétique
DSP	Densité Spectrale de Puissance
RMS	Ecart-type
MEMS	Micro Electromechanical Systems

PARTIE I - INTRODUCTION GENERALE

1.1. La planète se réchauffe !

Le réchauffement de la planète est aujourd'hui une évidence. Un nombre croissant d'observations indique que la planète se réchauffe [GIE-01] : Au cours du 20^{ème} siècle, la température à la surface de la terre a augmenté d'environ 0.6°, la couverture neigeuse et les étendues glaciaires se sont réduites d'environ 10%, le niveau moyen global de la mer s'est élevé de plusieurs dizaines de centimètres.

Selon les conclusions du 3^{ème} rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat de 2001 [GIE-01], l'activité humaine est dans la seconde moitié du 20^e siècle très vraisemblablement la première cause de l'accroissement des concentrations des gaz à effet de serre dans l'atmosphère et de l'augmentation de la température moyenne globale (Figure I.1.a).

De plus, en absence de mesures écologiques, il est prévu que le réchauffement planétaire se poursuive et s'accélère au cours du XXI^e siècle. L'amplitude du réchauffement planétaire est encore sujette à débats, mais en fonction des hypothèses et des modèles retenus, les prévisions pour les 50 années à venir sont comprises entre +1.8°C et +4° (Figure I.1.b). Les conséquences seront alors considérables. Sur l'environnement, l'appauvrissement de la biodiversité et des phénomènes climatiques destructifs plus fréquents sont à envisager. Sur l'homme, les suites seraient tout aussi sombres avec entre autre la diminution des ressources en eau dans la plupart des régions sèches tropicales et subtropicales ou encore la propagation des zones infestées par certaines maladies, telles que le choléra.

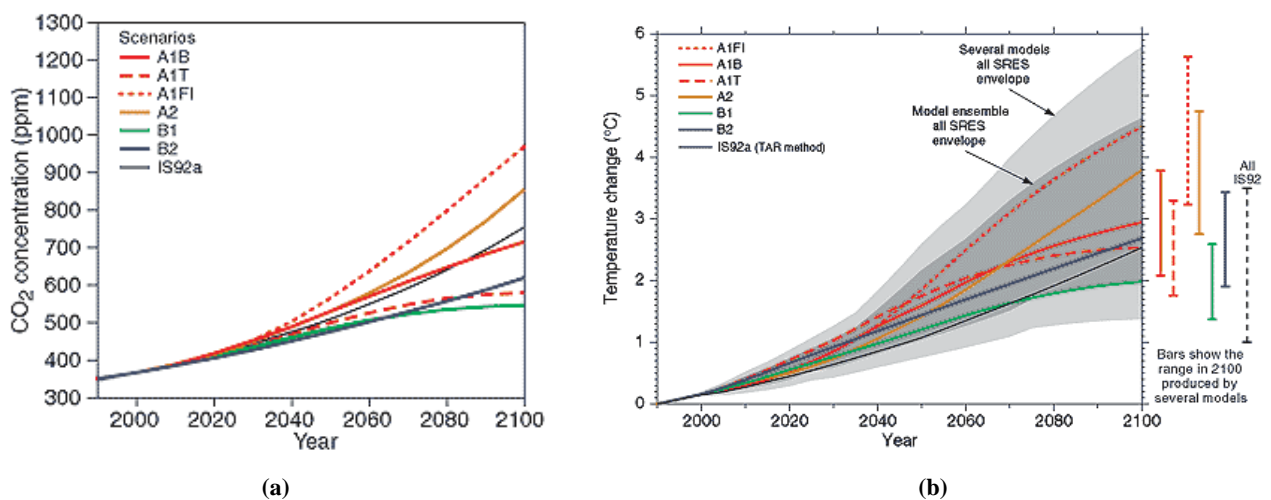


Figure I.1 : (a) Concentration en CO₂ et (b) Réchauffement de la planète au cours du 20^e siècle et projection des le 21^e siècle suivant différents scénarii, 3^{ème} rapport du GIEC [GIE-01]

Les études montrent qu'une réduction ambitieuse dite d'un "facteur 4" des émissions de gaz à effet de serre doit concerner tous les secteurs d'activité : bâtiment, transports, matériaux, ... pour limiter le réchauffement planétaire. La France, au travers de la loi sur l'écologie de 2005, s'engage à diviser par quatre les émissions nationales de gaz à effets de serre d'ici 2050.

1.2. L'engagement de l'industrie automobile

Dans ce contexte, la Convention Cadre des Nations Unies sur les changements climatiques (1997, Rio de Janeiro) et son extension le protocole de Kyoto (1997) proposent aux états signataires de s'engager à mettre

en place des mécanismes dit de "flexibilité" pour réduire les émissions de gaz à effet de serre à l'horizon de 2012. Aujourd'hui, 147 pays dont l'Union Européenne ont ratifié le protocole de Kyoto, les Etats-Unis et l'Australie faisant partie des grands absents. L'engagement chiffré est de réduire de 5.2% les émissions de gaz à effet de serre en 2008-2012 par rapport au niveau de 1990, ce qui représente en réalité une diminution de l'ordre de 20% par rapport au niveau d'émissions anticipé pour 2010 si aucune mesure de contrôle n'était prise.

Les principales associations de constructeurs automobiles, dont l'ACEA (Association des Constructeurs Automobiles Européens), se sont ainsi engagées au travers des normes CAFE (Clean Air For Europe ou Corporate Average Fuel Economy) à limiter les émissions moyennes de CO₂ des véhicules commercialisés en Europe à 140 g/km en 2008 (versus 164 g/km en 2002) et à 120 g/km pour 2012.



Figure I.2: La première voiture au biocarburant date du début du siècle : La Ford T (1903 et 1926)



Figure I.3: Démonstrateur Aérodynamique par Renault : Vesta II (1987)

Pour un constructeur automobile, les moyens de répondre à ces engagements sont multiples. Une solution dans "l'air du temps" repose sur l'utilisation des biocarburants. Dès le début du siècle, des voitures telles que la Ford T roulaient déjà à l'éthanol (Figure I.2).

Les biocarburants présentent l'avantage d'avoir un bilan d'émission de CO₂ proche de zéro. Malheureusement, au cours du XX^e siècle, l'engouement suscité par cette alternative n'a cessé de suivre le cours du baril de pétrole. Au début du siècle, les progrès réalisés pour l'extraction de l'or noir le rendent bon marché et détournent les consommateurs et les industriels des biocarburants. Avec le premier et second choc pétrolier (en 1973 et 1979), les autorités publiques et les milieux académiques s'intéressent d'avantage aux biocarburants. Mais l'enthousiasme retombe avec le contre-choc pétrolier de 1986. Finalement, au début des années 2000, la nouvelle hausse du prix du pétrole, la volonté de lutter pour la qualité de l'air et les craintes géopolitiques remettent les biocarburants sur le devant de la scène. Aujourd'hui, l'utilisation quotidienne des biocarburants est limitée à la source. Leur fabrication implique de consacrer d'avantage de terres à l'agriculture. Le Brésil a fait le choix de la monoculture de la canne à sucre et aujourd'hui 100% des véhicules vendus sont équipés de la technologie "flex" (alimentation en pétrole ou biocarburant). Néanmoins, pour un pays comme la France, l'alimentation des 36 millions de véhicules supposerait une augmentation de 9400 % des surfaces cultivées de blé et de 420 % de celles de betteraves ! D'autant que l'utilisation de biocarburants n'est pas sans conséquence pour l'environnement. Au Brésil par exemple, l'appauvrissement de la biodiversité de culture est une réalité qui inquiète les écologistes.

Une autre solution consiste à réduire la puissance nécessaire des moteurs, et donc leur consommation, en minimisant les efforts qui s'exercent sur le véhicule et qui s'opposent à son déplacement. Les principaux effets qui s'opposent au déplacement du véhicule sont : le poids, les frottements et la résistance de l'air : la résistance de l'air est communément nommé "traînée aérodynamique" et caractérisée par son coefficient, le " C_x ". Les effets sur la consommation qu'une réduction de C_x peut représenter ont été évalués par le Comité des Constructeurs Français d'Automobiles (CCFA). Selon les estimations du CCFA, une réduction de 10% du C_x réduirait la consommation des véhicules d'environ 0.2 l/100km à vitesse stabilisée à 90 km/h et d'environ 0.3 l/100km pour un trajet autoroutier. En ce sens, l'optimisation de l'aérodynamique peut apporter une contribution non négligeable aux émissions de gaz à effet de serre.

En France, la volonté de développer un savoir faire aérodynamique s'est matérialisée au lendemain de la première crise pétrolière (1974) par la mise en service d'une soufflerie échelle 1 à Saint Cyr l'Ecole. Les aérodynamiciens et les designers ont travaillé conjointement pour identifier le meilleur compromis entre forme et C_x des véhicules. Les pare prise s'inclinent, les maîtres couples se réduisent, les véhicules anguleux (de type R8) laissent place aux véhicules arrondis (de type Twingo),... et en l'espace de 20 ans, les coefficients de traînée aérodynamique sont réduits de 15 points (de 0.45 en 1970 à 0.30 en 1990, Figure I.4). Sous l'impulsion des pouvoirs publics, des démonstrateurs technologiques tels que Vesta (1982) et Vesta 2 (1987, Figure I.3) pour Renault voient le jour avec des C_x proche de 0.15, une consommation inférieure à 3 l/100 km et "la volonté d'en dériver un produit industrialisable en grande série dès 1990".

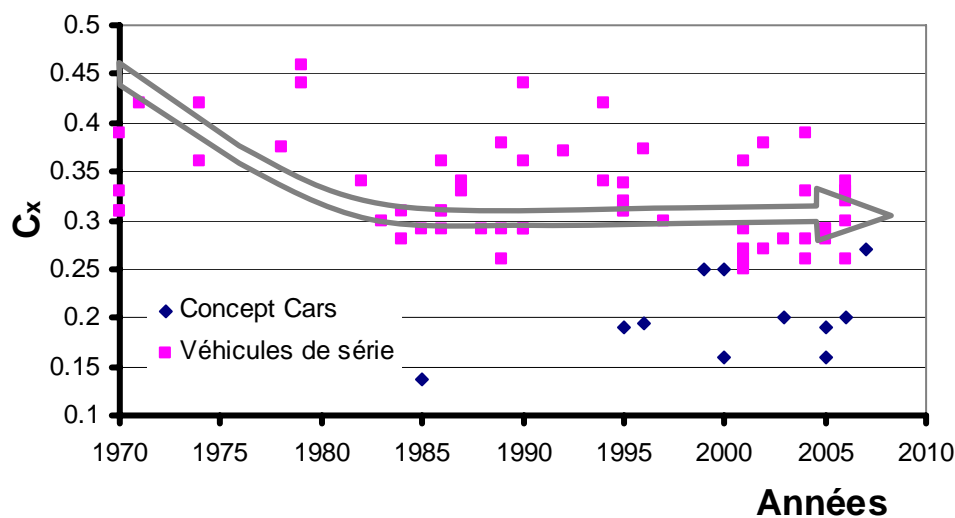


Figure I.4 : Historique des coefficients de traînée dans l'automobile

Malheureusement, les solutions retenues à cette époque reposent sur l'optimisation des formes des véhicules et contraignent trop fortement l'habitabilité et le confort des passagers. Le C_x des véhicules se stabilise alors autour de 0.32 tout au long des années 90. Depuis 10 ans, le C_x des véhicules ne cesse d'augmenter, en dépit des efforts des aérodynamiciens. L'ajout d'appendices aérodynamiques tels que la casquette (en fin de pavillon) ou encore les déflecteurs latéraux (de chaque côté du hayon de Scénic) restent une valeur sûre pour minimiser les C_x mais ne sont pas suffisantes. L'augmentation du C_x répond aux exigences automobiles des clients que sont le style, l'habitabilité intérieure et la sécurité. Preuve en est l'augmentation des ventes de SUV (Sport Utility Vehicle) aux performances aérodynamiques désastreuses.

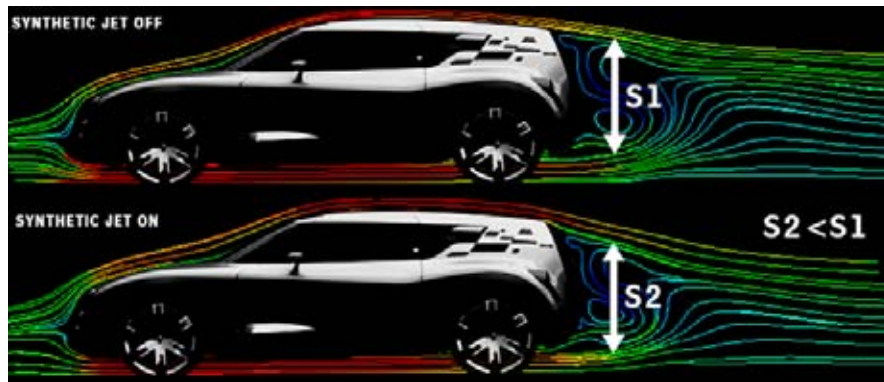


Figure I.5 : Concept Car Altica équipé de contrôle actif par jet synthétique (dossier de presse, Genève 2006)

Dans ce contexte, les aérodynamiciens s'efforcent aujourd'hui de développer des solutions de contrôle de l'écoulement en rupture afin de dissocier la contrainte de Design de celle de l'aérodynamique. Dans le groupe "Mécanique des Fluides et Aérodynamique" de la Direction des Techniques Avancées Automobiles (DTAA) de Renault, de nombreuses solutions aérodynamiques innovantes sont étudiées afin de répondre aux objectifs des normes CAFE tout en continuant de proposer des véhicules attractifs.

Les sujets de recherche reposent sur le contrôle passif ou actif de l'écoulement : les solutions de types contrôle passif, comme l'optimisation de forme des 30 dernières années, ne demandent pas d'apport d'énergie supplémentaire (si ce n'est celle des ingénieurs). Par exemple, l'ajout d'éléments séparateurs longitudinaux [GIL-01] et transversaux [LEV-05], de roues aspirantes [THI-05], ou l'optimisation du compartiment moteur [IVA-05] sont autant de solutions en rupture gratuites qui ne détériorent pas l'habitabilité du véhicule. Les solutions de type contrôle actif nécessitent quant à elles un apport d'énergie extérieure à l'écoulement et reposent principalement sur l'utilisation de sources fluidiques de types soufflage ou aspiration au travers de fentes [ROU-06] et [LEH-07]. Les travaux présentés dans cette thèse s'intègrent dans cette deuxième catégorie. Le Concept Car Altica dévoilé au salon de Genève en 2006 reflète aujourd'hui les voies explorées par Renault en matière d'aérodynamique active en rupture et à forte efficacité énergétique : un objectif de 15% de réduction de C_x est annoncée dans la presse (Figure I.5).

1.3. Environnement et objectif de la thèse

Le présent travail de thèse s'effectue dans le groupe "Mécanique des Fluides et Aérodynamique" de la Direction des Techniques Avancées Automobiles (DTAA) de Renault en partenariat avec le groupe "Écoulement Monophasique Transitionnel et Turbulent" (EMT2) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Il s'inscrit plus largement au sein du Groupe De Recherche "contrôle des décollements" (GDR-2502). Ce GDR réunit industriels et universitaires sur le thème du contrôle des écoulements décollés. Les écoulements décollés sont responsables de la perte de portance d'un profil d'aile et de l'augmentation du C_x d'une voiture. Les travaux du GDR sont menés par voies expérimentales et numériques. Ils ont pour but de caractériser et comprendre les phénomènes physiques liés au décollement et de développer des actionneurs capables de supprimer ou altérer le décollement dans la perspective d'améliorer les performances aérodynamiques. A ce jour, les études menées sur ce thème se concentrent principalement sur des géométries académiques. Elles permettent aujourd'hui de mieux appréhender les phénomènes physiques et les effets associés au contrôle des décollements, mais un travail important reste à réaliser avant de les appliquer aux

cas réels, notamment, la compréhension des mécanismes du contrôle sur des géométries plus proches de la réalité et le développement d'actionneurs intégrables sur un véhicule et capables de fournir suffisamment d'énergie pour contrôler l'écoulement.

L'objectif de cette thèse est de développer l'expertise aérodynamique du contrôle à l'aide d'actionneurs de jet synthétique dans la perspective de réduire le C_x des véhicules automobiles. Le développement de cette expertise passe d'une part par la détermination du potentiel d'application du contrôle par jet synthétique sur une géométrie simplifiée d'automobile et la compréhension des phénomènes physiques du contrôle. D'autre part, il s'agit de dresser le cahier des charges de l'actionneur idéal en tenant compte des contraintes liées au produit automobile.

1.4. Organisation du document

L'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de ce travail de thèse est capitalisé dans le présent document qui s'organise autour de quatre parties.

La première partie intitulée "Eléments bibliographiques" constitue un pré requis sur l'aérodynamique automobile (PARTIE II) et sur l'écoulement de jet synthétique dans le cadre du contrôle des écoulements décollés. Elle permet d'appréhender la complexité des écoulements automobiles et d'identifier les topologies d'écoulement responsables de traînée aérodynamique. Elle propose de plus une caractérisation de l'écoulement de jet synthétique et de ses applications lorsque celui-ci est placé en interaction avec un écoulement aérodynamique.

Le potentiel d'exploitation du contrôle par jet synthétique est ensuite exploré numériquement dans le cadre de l'application automobile (PARTIE III). Les simulations numériques bidimensionnelles puis tridimensionnelles permettent d'examiner la réponse dynamique de l'effort de traînée à une augmentation du coefficient de quantité de mouvement et de la fréquence réduite de l'écoulement de jet synthétique, ainsi que de sa position sur le véhicule. L'étude permet ainsi de dresser le cahier des charges de l'actionneur nécessaire à la réalisation du contrôle. L'analyse de l'écoulement aérodynamique permet de plus d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques du contrôle, à hauteur du jet synthétique et au niveau du sillage de la géométrie simplifiée.

Le contrôle des écoulements aérodynamiques automobile par jet synthétique est enfin étudié expérimentalement (PARTIE IV). Un actionneur de jet synthétique est développé pour cette étude à partir des préconisations numériques. Ces performances aérodynamiques sont tout d'abord caractérisées en l'absence d'écoulement secondaire. Positionné dans un corps de Ahmed à échelle réduite, le potentiel aérodynamique de réduction de traînée du contrôle est ensuite validé et les mécanismes de contrôle de l'écoulement de sillage mise en évidence. L'écoulement contrôlé de sillage est pour cela caractérisé en moyenne, en fréquence et en synchronisation de phase.

PARTIE II - ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES

L'objectif de la présente étude est de réduire la consommation des véhicules automobiles et par voie de conséquence les émissions de gaz à effet de serre et de gaz polluants. L'énergie consommée par les véhicules automobiles permet essentiellement de faire face à l'effort de traînée aérodynamique qui s'oppose à leur avancement. Le premier chapitre de cette partie propose tout d'abord une sensibilisation bibliographique aux écoulements aérodynamique automobile afin d'éclairer le lecteur sur les origines de l'effort de traînée au sens large et plus particulièrement sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile utilisée comme référence (Chapitre II.1).

Dans la perspective de réduire la consommation des véhicules automobiles, l'étude s'intéresse à la possibilité de contrôler les écoulements aérodynamiques par jet synthétique. Le second chapitre de cette partie propose donc un aperçu de l'écoulement de jet synthétique, de part son originalité et ces caractéristiques architecturales et applicatives qui répondent au secteur automobile (Chapitre II.2).

Le chapitre suivant offre une vision plus détaillée de la dynamique de l'écoulement de jet synthétique seul. Pour cela, l'étude s'appuie sur la présentation des résultats bibliographiques importants. Les résultats permettent alors de définir les nombres et grandeurs physiques nécessaires à la caractérisation de l'écoulement de jet synthétique (Chapitre II.3).

Le jet synthétique est ensuite placé en interaction avec un écoulement aérodynamique. Les travaux essentiellement réalisés jusqu'à présent dans le secteur aéronautique montrent que l'interaction entre les écoulements permet de modifier et de contrôler l'écoulement aérodynamique principal afin d'accroître les performances aérodynamiques des profils d'ailes (Chapitre II.4).

Les travaux bibliographiques permettent alors d'imaginer les perspectives d'exploitation du jet synthétique pour une application automobile (Chapitre II.5)

Chapitre II.1 - Éléments d'aérodynamique automobile

Ce chapitre a pour objectif de sensibiliser le lecteur à la complexité des écoulements aérodynamiques rencontrés autour d'un véhicule automobile. L'écoulement qui se développe autour d'une automobile et les mécanismes tourbillonnaires responsables de la traînée aérodynamique sont présentés dans leur globalité afin de valider l'utilisation d'une géométrie simplifiée représentative. Cette géométrie sert ensuite à préciser la topologie et la dynamique instationnaire de l'écoulement de sillage à l'aide de résultats bibliographiques.

1.1. Quelques rappels des définitions

Les efforts aérodynamiques qui s'exercent sur un objet naissent de la mise en mouvement de cet objet dans le fluide qui l'entoure. La résultante des efforts aérodynamiques \vec{F}_a est une force de surface qui se décompose comme la somme d'une force \vec{F}_f d'origine visqueuse et turbulente liée au frottement de l'air sur les parois de l'objet et d'une force \vec{F}_p associée à la répartition de pression statique à la surface σ_c de l'objet (Figure II.1).

La résultante des efforts aérodynamiques exercés par le fluide sur le véhicule s'exprime alors comme :

$$\vec{F}_a = \vec{F}_f + \vec{F}_p = \int_{\sigma_c} (\overline{\tau}_\mu + \overline{\tau}_t) \vec{n} d\sigma - \int_{\sigma_c} (P - P_0) \vec{n} d\sigma , \quad (\text{II.1})$$

où $\overline{\tau}_\mu$ et $\overline{\tau}_t$ représentent respectivement les tenseurs des contraintes visqueuses et turbulentes appliquées sur la surface σ_c de l'objet, P désigne la pression statique, P_0 la pression statique de l'écoulement au repos et \vec{n} la normale locale entrante dans le fluide.

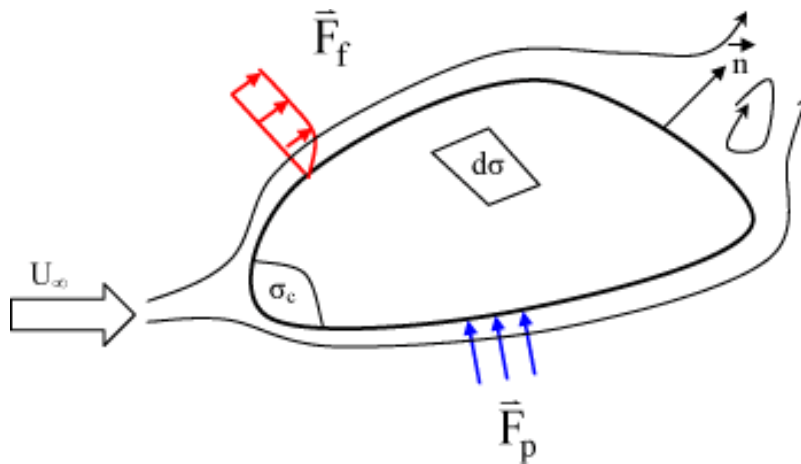


Figure II.1 : Représentation schématique simplifiée des efforts aérodynamiques autour d'un objet en mouvement

La contribution de chacune des origines \vec{F}_f et \vec{F}_p à l'effort aérodynamique global \vec{F}_a dépend essentiellement de la forme de l'objet en mouvement.

Si l'objet est un profil d'aile, les rayons de courbure sont importants et, en régime de croisière, l'écoulement reste attaché sur la majeure partie de la surface. Les contributions sont alors équivalentes.

Pour un véhicule automobile, la complexité de la forme du véhicule, l'envergure limitée et les petits rayons de courbure favorisent le décollement, l'enroulement de l'écoulement à proximité de la surface et la formation de structures tourbillonnaires. La formation de ces structures tourbillonnaires correspond pour le fluide à une perte d'énergie volumique et à une diminution de la pression statique. Les efforts de pression représentent alors près de 90% des efforts aérodynamiques globaux, contre 10% pour les effets visqueux et turbulents [HUC-02]. Les recherches menées dans le milieu automobile se concentrent donc principalement sur l'étude de la dynamique des décollements et l'optimisation de la répartition des pressions statiques autour du véhicule. Les efforts visqueux et turbulents \vec{F}_f sont donc négligés et l'équation (II.1) s'écrit alors :

$$\vec{F}_a = \vec{F}_p = \int_{\sigma_c} (P - P_0) \cdot \vec{n} \, d\sigma \quad (II.2)$$

La surface d'intégration σ_c est composée de la carrosserie externe et de tous les circuits dans lesquels l'écoulement d'air prend place (carrosserie, compartiment moteur, climatisation,...).

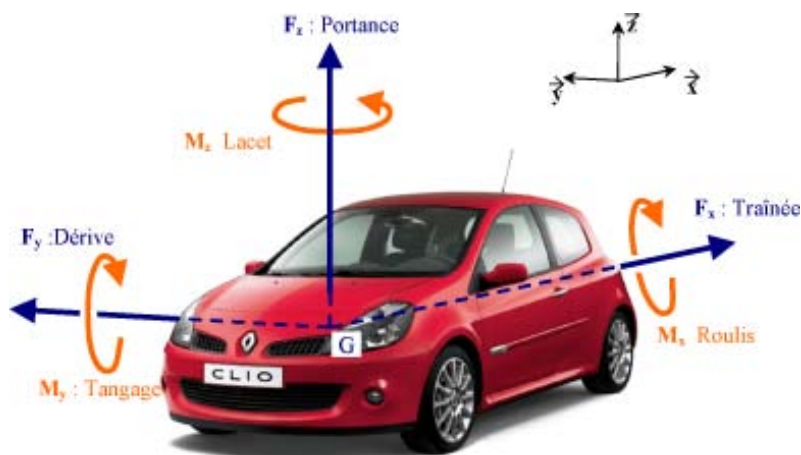


Figure II.2 : Définition des efforts et moments aérodynamiques dans le repère lié au véhicule

La résultante des efforts aérodynamiques se décompose usuellement dans le repère mobile lié au véhicule ($G, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$), où G est le centre de gravité du véhicule, comme (Figure II.2) :

$$\vec{F}_a = F_x \bar{x} + F_y \bar{y} + F_z \bar{z} , \quad (\text{II.3})$$

où F_x est la traînée, F_y la dérive et F_z la portance.

Et les moments aérodynamiques \vec{M}_a sont définis au centre de gravité par :

$$\vec{M}_a(G) = \vec{F}_a \wedge \vec{GA} = M_x \bar{x} + M_y \bar{y} + M_z \bar{z} , \quad (\text{II.4})$$

où A est le point d'application de la résultante des efforts aérodynamiques, M_x est le roulis, M_y le tangage et M_z le lacet.

Pour s'affranchir des dimensions du véhicule et des conditions de roulage du véhicule, les efforts aérodynamiques sont exprimés sous forme de coefficients aérodynamiques par :

$$\begin{aligned} C_x &= \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_\infty} , \quad C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_\infty} , \quad C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_\infty} , \\ C_l &= \frac{M_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L S_\infty} , \quad C_m = \frac{M_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L S_\infty} , \quad C_n = \frac{M_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L S_\infty} , \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

où ρ est la masse volumique de l'air, U_∞ la vitesse de déplacement du véhicule, S_∞ le maître couple et L la longueur du véhicule. Ces coefficients permettent de disposer d'éléments de comparaison adimensionnels entre les différents modèles.

Le maître couple S_∞ varie entre 1.5 m² pour les petits véhicules particuliers (VP) du segment A (Twingo par exemple) à 2.5 m² pour les grands VP (de type Espace). A coefficient aérodynamique constant, la tendance actuelle qui consiste à proposer des véhicules de plus en plus grands, se traduit alors par une augmentation des efforts aérodynamiques pour le véhicule.

Les efforts aérodynamiques ont un impact significatif sur la dynamique du véhicule pour des vitesses de déplacement du véhicule supérieures à 90 km/h et sur un grand nombre de prestations automobiles, comme par exemple :

- la qualité (salissures)
- le confort (bruits aérodynamiques, ventilation/climatisation, toit ouvrant)
- la sécurité (sensibilité au vent latéral, adhérence au sol, désembuage des vitres)
- les performances (consommation, vitesse de pointe, refroidissement moteur)

Les efforts transversaux ($\vec{F}_y, \vec{M}_x, \vec{M}_z$) ont essentiellement trait au comportement transitoire du véhicule au cours des phases transitoires de dépassement, croisement ou autre coup de vent latéral en sortie de tunnel. Le ressenti de ces efforts par les occupants du véhicule se traduit principalement par une sensation d'inconfort et d'insécurité. Les travaux de recherche menés sur ce thème sont encore peu nombreux et

reposent essentiellement sur la caractérisation des phénomènes transitoires [COG-03] [NOG-03]. L'une des perspectives du développement d'actionneurs est de contrôler les écoulements aérodynamiques et d'utiliser ces actionneurs pour optimiser les efforts aérodynamiques au cours des phases transitoires et améliorer le confort.

Parmi les efforts longitudinaux ($\vec{F}_x, \vec{F}_z, \vec{M}_y$), la portance et le tangage impactent principalement l'adhérence longitudinale et latérale du véhicule au cours du freinage, de l'accélération ou en virage. L'effort de traînée nous intéresse particulièrement dans ce travail parce qu'il représente une force qui s'oppose à l'avancement du véhicule et influence significativement sa consommation.

La section suivante est dédiée à l'identification des sources de traînée aérodynamique automobile.

1.2. Les origines de la traînée aérodynamique

Autour d'un véhicule automobile, les zones de décollement d'air sont nombreuses (Figure II.3.a). Les ruptures de pentes au niveau de la calandre (zone 1), sur le bas et les montants latéraux du pare-brise (zone 2 et 3), dans le soubassement (zone 4), au niveau des roues (zone 5) ou des parois latérales (zone 6) provoquent l'apparition de structures tourbillonnaires qui viennent alimenter le sillage du véhicule. Des écoulements secondaires internes au niveau du compartiment moteur et du soubassement (zone 1 et 4) participent également à l'expression de la traînée. L'écoulement qui se développe en aval du culot est directement responsable du sillage et participe très largement à la traînée de la voiture [ONO-84]. Enfin, la rotation des roues provoque l'apparition de vortex latéraux qui interagissent aussi avec l'écoulement de culot.

La quantification de l'influence de chacune de ces sources de traînée (Figure II.3.b) montre que les pressions statiques sur l'arrière du véhicule contribuent majoritairement, à hauteur de 30%, à la traînée totale du véhicule, à égalité avec la contribution de l'écoulement de sous plancher. La contribution des roues est aussi significative, de l'ordre de 15%.

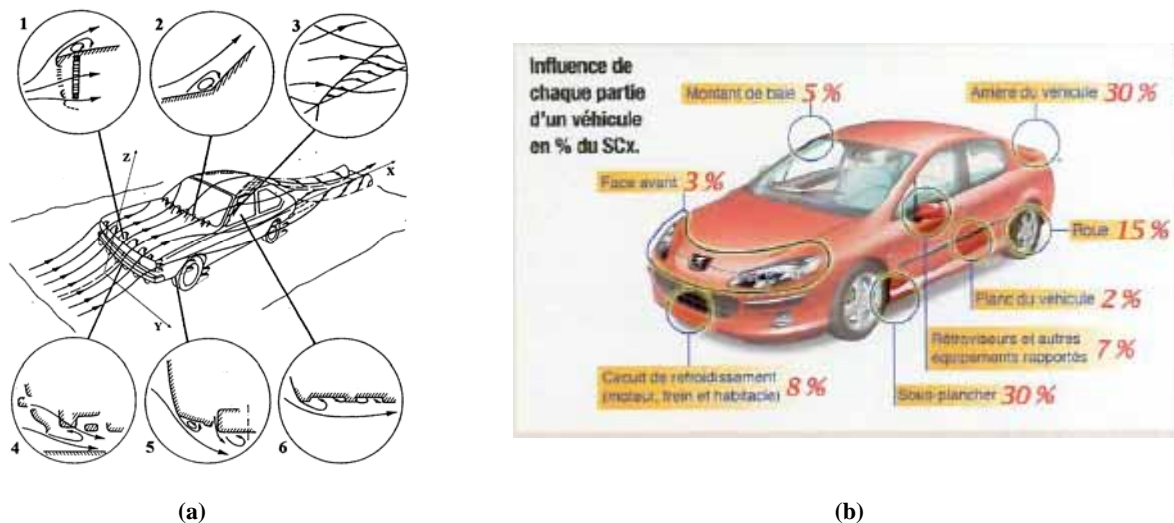


Figure II.3 : Ecoulement autour de l'automobile : (a) Identification des sources de traînée aérodynamique [HUC-98] et (b) Evaluation de leur contribution [AAM-07]

Une formulation analytique de l'effort de traînée aérodynamique \vec{F}_x est proposée par Onorato *et al.* [ONO-84]. L'expression de la traînée est obtenue à partir d'un bilan intégral de quantité de mouvement dans un tube de courant contenant le véhicule (Figure II.4). En négligeant les effets visqueux, turbulents et de pesanteur, devant les effets de pression, la traînée s'exprime par :

$$F_x = \underbrace{-\int_{S_w} (P_{i0} - P_i) d\sigma}_{(a)} - \underbrace{\frac{\rho U_\infty^2}{2} \int_{S_w} \left(\frac{U_y^2}{U_\infty^2} + \frac{U_z^2}{U_\infty^2} \right) d\sigma}_{(b)} + \underbrace{\frac{\rho U_\infty^2}{2} \int_{S_w} \left(1 - \frac{U_x^2}{U_\infty^2} \right) d\sigma}_{(c)}, \quad (II.6)$$

où P_{i0} est la pression totale de l'écoulement amont, (U_x, U_y, U_z) les composantes de la vitesse \vec{U} d'une particule fluide, S_w la section transversale du sillage relevée une hauteur de véhicule en aval et P_i la pression totale en ce point.

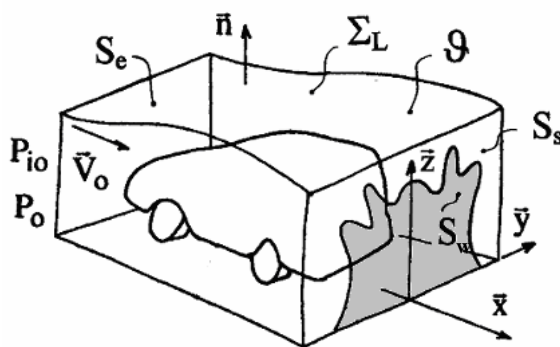


Figure II.4 : Bilan intégral de quantité de mouvement d'après Gilliéron [GIL-00]

Le terme (a) traduit la traînée induite par les pertes de pression totale issues de la formation de structures tourbillonnaires dans le sillage. Le terme (b) représente l'énergie cinétique du mouvement de rotation du fluide dans le plan transversal au sillage. La rotation des structures tourbillonnaires longitudinale de part et d'autre de la lunette arrière est la principale cause de pertes énergétiques sous cette forme. Le terme (c) représente quant à lui la traînée associée à la perte de vitesse longitudinale dans le sillage proche. Ce terme tend rapidement vers 0 en aval de la géométrie. Pour un véhicule automobile, la longueur du sillage est de l'ordre de 1.5 fois sa hauteur.

Cette relation permet d'identifier les trois paramètres principaux qui contribuent à la traînée aérodynamique d'un véhicule automobile : le développement transversal de la section de sillage, l'intensité tourbillonnaire (rotation de l'écoulement) et les pertes de pression d'arrêt. Dans l'optique de réduire la traînée aérodynamique d'un véhicule, il est nécessaire de développer des solutions de contrôle capables de réduire la section transversale S_w de développement du sillage et/ou de diminuer la rotation des structures tourbillonnaires longitudinales et/ou encore de diminuer les pertes de pression totale dans le sillage.

L'écoulement de sillage est donc la principale source de traînée aérodynamique. Dans ce sens, les ingénieurs de recherche Renault ont pris l'habitude de travailler sur une géométrie simplifiée reproduisant les structures tourbillonnaires caractéristiques qui composent le sillage d'un bicorps automobile. La suite de ce chapitre se concentre sur la description de cette géométrie particulière et sur la topologie de l'écoulement de sillage.

1.3. Le corps de Ahmed : Un bicorps automobile simplifié

La géométrie utilisée pour cette étude est issue de travaux de Ahmed *et al.* [AHM-84]. Elle représente une géométrie simplifiée de véhicule automobile à l'échelle 1/5^{ème} dépourvue de tout appendice géométrique. La géométrie mesure $L_A=1.044$ m de long, $l_A=0.389$ m de large et $H_A=0.288$ m de haut (Figure II.5). L'avant de la géométrie est arrondi pour s'affranchir des structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent en réalité sur les arêtes latérales du pare-brise. La partie arrière est constituée d'une lunette arrière de biais et d'un culot droit. La longueur de la lunette l_2 est constante, $l_2=0.222$ m, et son inclinaison α variable permet de reproduire différentes topologies d'écoulement de sillage. La géométrie repose sur quatre pieds qui définissent la garde au sol et le soubassement est plan et lisse.

L'analyse de la topologie de l'écoulement qui se développe autour de la géométrie a donné lieu à de nombreuses publications [SPO-02], [LIE-02], [HIN-03]. Les principaux résultats portant sur la topologie moyenne et la dynamique instationnaire de l'écoulement aérodynamique sont décrits de manière non exhaustive dans la suite du document.

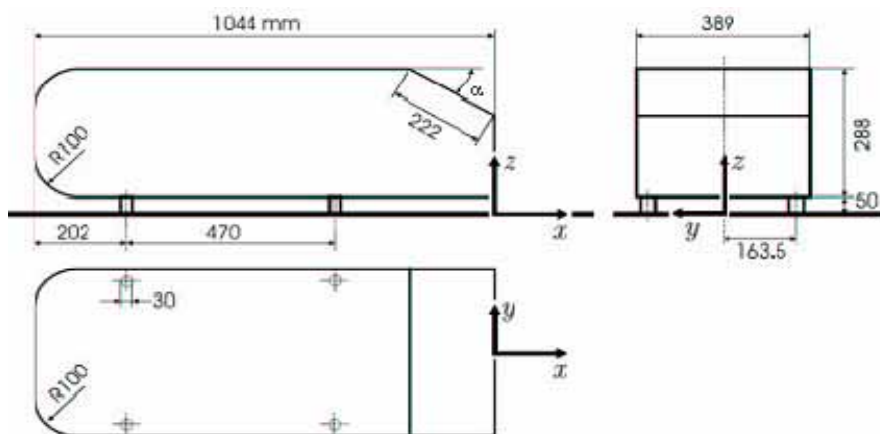


Figure II.5 : Géométrie simplifiée du corps de Ahmed [HIN-03]

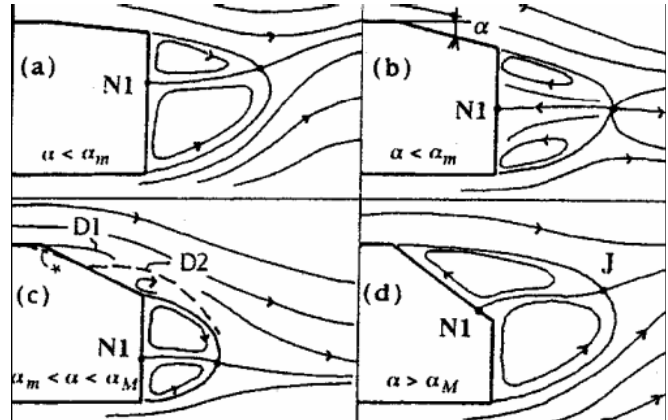
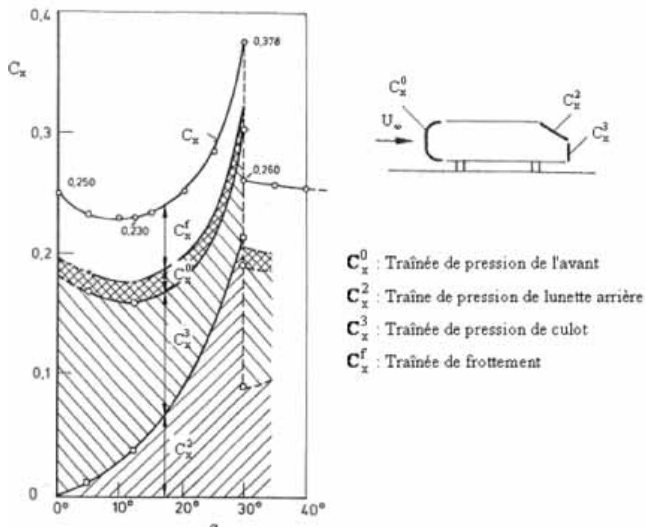
1.3.1. Topologie de l'écoulement moyen

L'angle d'inclinaison α de la lunette arrière par rapport à l'écoulement incident conditionne la topologie de l'écoulement de sillage et la valeur du coefficient de traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée (Figure II.6) [AHM-84] : Pour $\alpha=12^\circ$, la traînée est minimale, et pour $\alpha=30^\circ$, elle est maximale.

Tant que l'inclinaison est inférieure à 12° , l'écoulement reste attaché sur la lunette arrière et décolle naturellement à la périphérie du culot (Figure II.7.a et b). L'écoulement dans le sillage de la géométrie est de type culot droit et la contribution des efforts de pression qui s'y exercent est prépondérante sur la traînée totale.

Lorsque l'inclinaison est comprise entre 12° et 30° , la traînée totale augmente et atteint un maximum pour $\alpha=30^\circ$. Dans cette configuration, l'écoulement décolle sur le haut de la lunette arrière, recolte partiellement sur la lunette et décolle à nouveau à la périphérie du culot (Figure II.7.c). L'effort de pression qui s'exerce sur la lunette arrière devient progressivement prépondérant sur l'effort qui s'exerce sur le culot. L'écoulement dans le sillage de la géométrie est alors de type bicorps.

Au delà de 30° , la traînée chute brutalement et les valeurs de C_x obtenues pour des inclinaisons inférieures à 12° sont retrouvées. Dans ce cas, l'écoulement décolle dès la fin du pavillon et reste décollé sur l'ensemble de la lunette arrière (Figure II.7.d). L'écoulement de sillage de type culot droit observé précédemment est alors retrouvé.



Par ailleurs, pour chaque inclinaison α , Ahmed *et al.* évaluent les contributions visqueuse (C_x^f) ou de pression, traînée de pression également décomposée en fonction de la surface d'application (C_x^0 à l'avant, C_x^2 sur la lunette arrière et C_x^3 sur le culot, Figure II.6). Les résultats montrent alors que la contribution de la traînée de pression ($C_x^0 + C_x^2 + C_x^3$) est supérieure à C_x^f . Elle représente entre 77 et 86% de la traînée totale pour des angles d'inclinaison de lunette compris entre 0° et 35° . Les contributions des différentes surfaces à la traînée de pression totale varient elles aussi en fonction de l'angle α (Figure II.6). Les efforts de pression qui s'exercent sur la partie avant C_x^0 évoluent peu en fonction de α . Leur contribution sur la traînée totale reste de l'ordre de 5%. Pour les inclinaisons inférieures à 12° , la traînée de pression est essentiellement liée au développement de la structure tourbillonnaire torique en appui sur la périphérie du culot, Figure II.8. Le développement de cette structure tourbillonnaire est également observé lorsque l'angle d'inclinaison est supérieur à 30° . Dans ce cas, la structure tourbillonnaire Q se développe à la fois sur la lunette arrière et le culot, et leur contribution à la traînée totale est équivalente. Cette topologie d'écoulement caractérise les véhicules automobiles de type culot droit (Modus, Espace).

Entre 12° et 30° d'inclinaison, l'écoulement dans le sillage de la géométrie est de type bicorps (Figure II.9). Il est caractérisé par la formation d'un bulbe décollé D et de structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 sur les arêtes latérales de la lunette arrière [AHM-84] [BEA-04] et sur le culot par la formation d'une structure torique Q de culot droit. Les structures tourbillonnaires longitudinales sont fortement énergétiques et engendrent une diminution importante des valeurs de pression à la surface de la géométrie [LEH-06] dont la contribution est de l'ordre de 15% du C_x total [GIL-00]. Toute la complexité de cet écoulement réside donc dans le fait que des structures tourbillonnaires transversales, bulbe décollé D de lunette arrière et structure

torique Q sur le culot, interagissent avec des structures longitudinales, structures longitudinales sur les arêtes de la lunette arrière, pour former un écoulement complètement tridimensionnel.

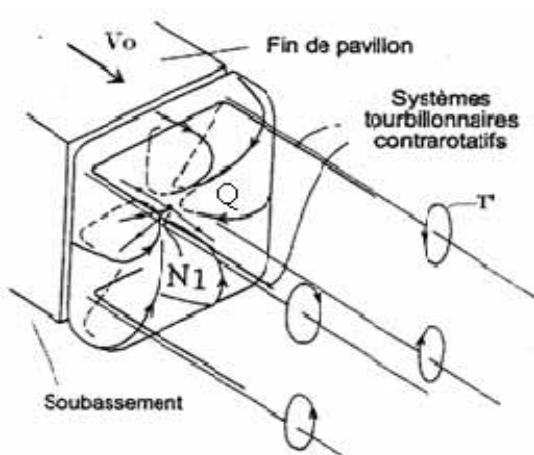


Figure II.8 : Topologie d'un écoulement de sillage de type culot droit [GIL-00]

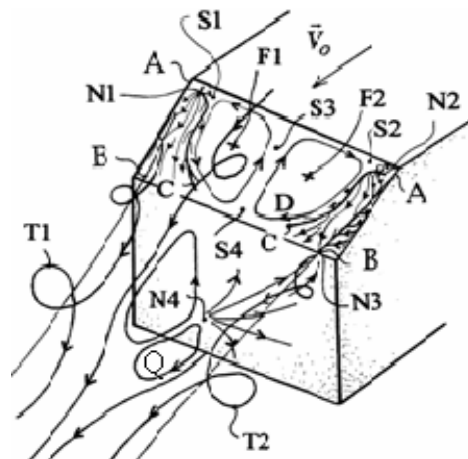


Figure II.9 : Topologie de sillage d'un écoulement de type bicorps [GIL-00]

L'évolution de la topologie de l'écoulement de sillage en aval du corps de Ahmed en fonction de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière représente correctement les écoulements complexes issus d'une automobile réelle. Une bonne corrélation, tant sur le plan de la topologie du sillage que sur l'évolution de la traînée aérodynamique, apparaît entre les résultats obtenus sur la géométrie simplifiée et ceux obtenus avec un véhicule réel (Figure II.10).

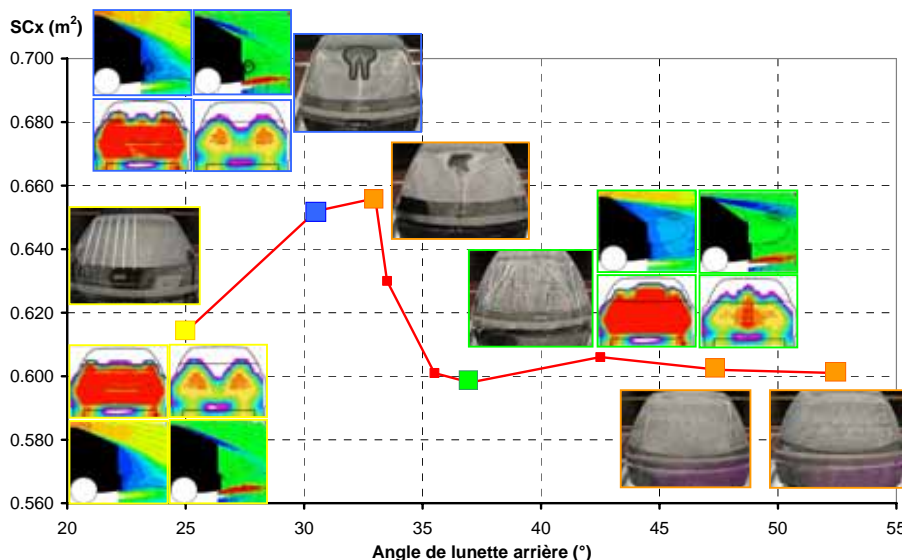


Figure II.10 : Evolution du coefficient aérodynamique en fonction de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière [REN-07]

Les investigations expérimentales offrent aujourd'hui une bonne connaissance des structures tourbillonnaires et de la topologie de l'écoulement de sillage en aval du corps de Ahmed [LIE-02]. La majorité des travaux de recherche actuels s'intéressent à l'écoulement de sillage obtenu pour un angle de lunette arrière égal à 25°. La complexité de l'écoulement et la valeur élevée du coefficient de traînée aérodynamique en font un parfait candidat pour la prospective en matière de contrôle des écoulements et de réduction de traînée aérodynamique.

Cette représentation moyenne de l'écoulement aérodynamique ne reflète pas la complexité instationnaire de l'émission des structures tourbillonnaires dans le sillage. Les travaux numériques montrent que l'activité

turbulente de l'écoulement nécessite d'être correctement évaluée pour obtenir une représentation correcte de l'écoulement moyen, particulièrement pour le cas de la lunette arrière inclinée à 25° [MAN-02]. Cette caractérisation instationnaire est donc proposée dans la section suivante à partir des résultats issus de la bibliographie.

1.3.2. Dynamique instationnaire de l'écoulement de sillage

La caractérisation instationnaire de l'écoulement de sillage d'un véhicule automobile est un thème encore peu abordé dans la littérature. Ceci s'explique par le fait que les techniques de mesures expérimentales actuellement développées ne sont pas encore utilisables dans le monde industriel. Cependant, les perspectives de contrôle des écoulements actuellement explorées nécessitent d'y porter attention.

La vitesse de l'écoulement incident U_∞ est l'un des paramètres dimensionnant de la dynamique instationnaire des structures tourbillonnaires d'un écoulement. Le nombre Reynolds Re défini par :

$$Re = \frac{U_\infty L_{\text{réf}}}{\nu} , \quad (\text{II.7})$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air et $L_{\text{réf}}$ une longueur de référence de l'écoulement, permet de comparer les effets inertiels aux effets visqueux. Dans notre cas, l'advection des structures tourbillonnaires émises dans le sillage représente les effets inertiels et leur enroulement les effets visqueux.

Vino *et al.* [VIN-05] étudient l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x du corps de Ahmed en fonction du nombre de Reynolds (Figure II.11). L'inclinaison α de la lunette arrière est égale à 30° et la racine carré du maître couple est utilisée comme longueur de référence, $L_{\text{réf}} = \sqrt{S_\infty} = 0.334 \text{ m}$. Les résultats reportés sur la Figure II.11 montrent que le C_x de la géométrie diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cette évolution est observée de manière générale pour tous les véhicules automobiles.

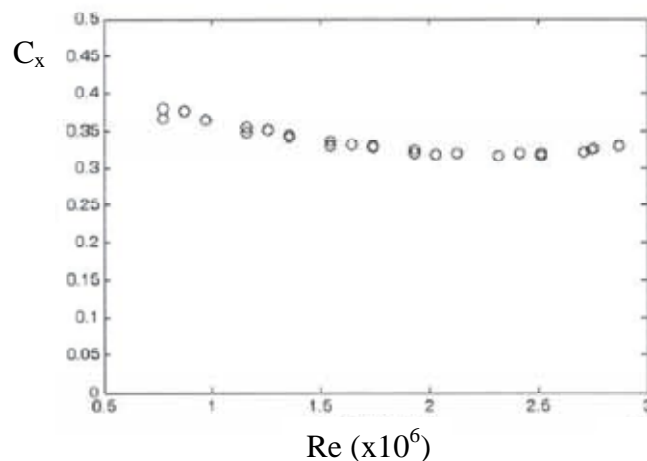


Figure II.11 : Évolution de la traînée aérodynamique d'un corps de Ahmed incliné à 30° en fonction du nombre de Reynolds [VIN-05]

L'étude fréquentielle menée par Vino *et al.* montre par ailleurs que l'écoulement est quasi-bidimensionnel au voisinage du plan longitudinal médian de la maquette. Les résultats mettent en évidence la formation d'une instabilité de type allée de Von Karman dans le sillage proche de la géométrie. Cette instabilité est caractérisée par le lâché alternatif de structures tourbillonnaires contrarotatives provenant d'une part du

décollement de l'écoulement en fin de pavillon et d'autre part du décollement de soubassement. Le nombre de Strouhal St sans dimensions et défini par :

$$St = \frac{f L_{\text{réf}}}{U_{\infty}}, \quad (\text{II.8})$$

permet de caractériser la fréquence f d'émission des structures tourbillonnaires.

Les spectres de puissance mesurés à l'aide d'une sonde de pression statique instationnaire sur le culot mettent en évidence l'émergence d'un pic de puissance caractéristique de l'instabilité de Von Karman. Le nombre de Strouhal (II.8), construit avec $L_{\text{réf}} = \sqrt{S_{\infty}}$, associé au pic augmente légèrement, de 0.36 à 0.39, avec l'augmentation du nombre de Reynolds, de 5.5×10^5 et 7.7×10^5 (Figure II.12).

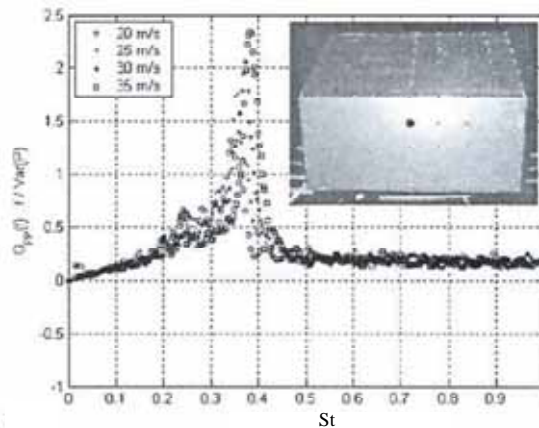


Figure II.12 : Densités spectrales de puissance adimensionnées et relevées dans le plan de symétrie de la géométrie pour différents nombres de Reynolds [VIN-05]

L'évolution de la traînée aérodynamique et du nombre de Strouhal du corps de Ahmed en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement sont comparables aux observations faites par Roshko [ROS-93] sur un cylindre à section carrée. Le cas du cylindre à section carrée correspond en fait à une configuration de corps de Ahmed pour laquelle la lunette arrière n'est pas inclinée et l'effet de sol éliminé et pour lequel le rapport hauteur H_A sur longueur L_A est grand.

Des expériences comparables menées par Sims-Williams *et al.* montrent que le nombre de Strouhal associé à l'instabilité de Von Karman reste du même ordre de grandeur pour des inclinaisons de lunette arrière de 27.5° et 30° [SIM-01], mais également de 25° [SIM-03] lorsque l'écoulement moyen est attaché sur le bas de la lunette arrière.

Sims-Williams *et al.* expliquent l'influence de la dynamique des structures tourbillonnaires de lunette arrière et de culot en visualisant les fluctuations de coefficient de pression totale C_{pi} (III.18) dans le sillage de la géométrie filtrées autour du nombre de Strouhal de 0.32. Les fluctuations de C_{pi} représentent les pertes d'énergie volumique liées à la formation des structures tourbillonnaires. Elles sont relevées dans le plan de symétrie de la maquette $y/l_A=0$ (Figure II.13.a) et dans un plan transversal positionné en aval de la maquette en $x/\sqrt{S_{\infty}} = 1$ (Figure II.13.b).

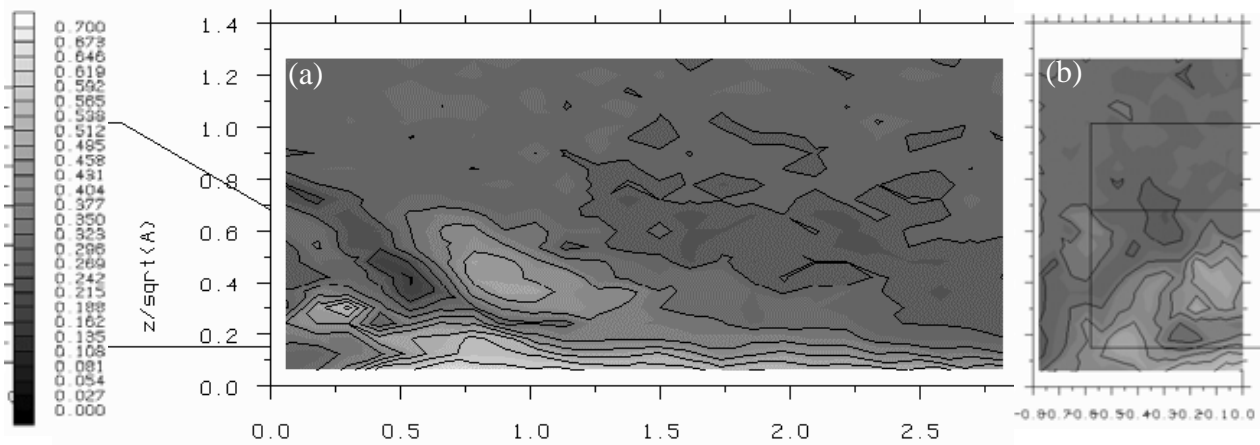


Figure II.13: Coefficient de fluctuation de pression totale liées aux instabilités autour de $St=0.32$ et ramené aux fluctuations locales de pression totale (a) dans le plan de symétrie (b) dans le plan transverse [SIM-01]

Les cartographies montrent que la formation de l'allée tourbillonnaire est fortement énergétique et les fluctuations de C_{pi} initiées par la dynamique tourbillonnaire représentent 70% des fluctuations globales des pertes énergétiques dans le sillage de la géométrie.

Finalement, Vino *et al.* [VIN-05] montrent que la formation de l'allée de Von Karman dans le sillage est à l'origine de fluctuations de pression statique importantes et d'activité instationnaire élevée à la surface de la géométrie. Gilhorne [GIL-02] montre plus généralement que la dynamique instationnaire d'un écoulement de sillage automobile se décompose en :

- une première catégorie marquée par de faibles valeurs de pression statique. Ces faibles valeurs sont associées à une activité instationnaire et turbulente élevée. C'est le cas de la recirculation dans le sillage de la géométrie.
- Une seconde catégorie caractérisée par des valeurs de pression statique élevées. Elles sont liées à une activité instationnaire et turbulente de l'écoulement réduite. C'est le cas des zones dans lesquelles l'écoulement est recollé.

Pour le corps de Ahmed, l'évolution temporelle des pressions statiques à l'arrière de la géométrie est donc essentiellement liée à la formation d'une allée de Von Karman dans le sillage de la géométrie. Cette dynamique instationnaire est à l'origine de pertes d'énergie volumique qui se traduisent à la surface par la présence de faibles valeurs de pressions statiques. Pour cette application automobile, le développement de système de contrôle actif doit se concentrer sur la maîtrise des instabilités de l'écoulement.

L'étude bibliographique proposée dans ce premier chapitre permet d'identifier les origines de la traînée aérodynamique. La traînée est principalement associée au développement de structures tourbillonnaires dans le sillage du véhicule automobile. La topologie moyenne des structures tourbillonnaires qui composent le sillage évolue en fonction de la géométrie d'arrière corps du véhicule. La géométrie simplifiée du corps de Ahmed permet de reproduire les différentes configurations de sillage et de focaliser l'étude sur l'influence du sillage sur l'effort de traînée.

Lorsque l'angle d'inclinaison de la lunette arrière est compris entre 12 et 35° , la topologie tourbillonnaire complexe du sillage est marquée par la présence de pertes énergétiques importantes et par l'augmentation de

la traînée aérodynamique. Le sillage est dans ce cas animé par quatre structures tourbillonnaires principales qui sont un bulbe décollé sur la lunette arrière, deux structures tourbillonnaires longitudinales sur les arêtes de la lunette et une structure tourbillonnaire torique en appui sur le culot. L'écoulement de sillage est également caractérisé par le développement d'une instabilité tourbillonnaire comparable à l'instabilité de Von Karman autour d'un nombre de Strouhal de l'ordre de $St=0.36$.

La suite de cette étude bibliographique porte sur la présentation du principe original de l'actionneur de jet synthétique et sur ces applications pour le contrôle des écoulements.

Chapitre II.2 - Le jet synthétique en première approche

Les performances aérodynamiques des véhicules automobiles sont liées à la formation et au développement de structures tourbillonnaires à la périphérie du véhicule (§ II.1.2). Dans le but d'accroître les performances aérodynamiques des véhicules, différentes techniques de contrôle actif des écoulements sont étudiées par le groupe "Mécanique des fluides et Aérodynamique" de la DTAA de Renault. Le principe du contrôle actif des écoulements repose sur l'utilisation de sources d'énergie ponctuelles et extérieures au système pour modifier globalement l'écoulement aérodynamique et la formation des structures tourbillonnaires qui le composent.

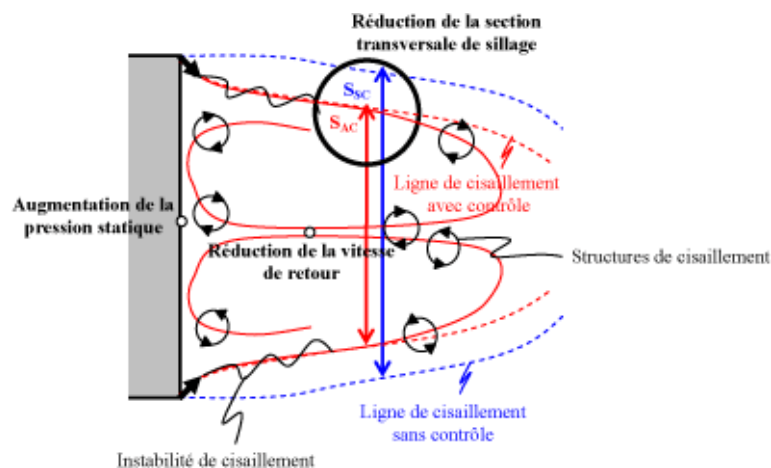


Figure II.14: Schéma récapitulatif dans le plan longitudinal médian des mécanismes de contrôle par soufflage sur une géométrie simplifiée de type culot droit [ROU-06]

Les solutions de contrôle actif étudiées à la DTAA reposent en partie sur la génération de sources secondaires de fluide le long de fentes, ou plus ponctuellement au travers d'orifices, de dimensions millimétriques et répartis à la surface du véhicule. Sous forme d'aspiration ou de soufflage continu, l'écoulement secondaire interagit et améliore l'écoulement d'air. Les résultats obtenus en terme de réduction de traînée aérodynamique à l'aide de ces solutions de contrôle sont significatifs :

Sur une géométrie de type culot droit (Figure II.14), M. Rouméas obtient par exemple des réductions de traînée de 29% en réduisant la section transversale S par soufflage continu au travers de fentes disposées à la périphérie du culot (Figure II.4) du sillage [ROU-06].

Sur une géométrie simplifiée représentant l'avant d'un véhicule (Figure II.15), B. Lehugeur a quant à lui montré que la suppression des structures tourbillonnaires longitudinales par aspiration le long de fentes positionnées sur les montants, permet d'obtenir des réductions de C_x de l'ordre de 14% [LEH-07].

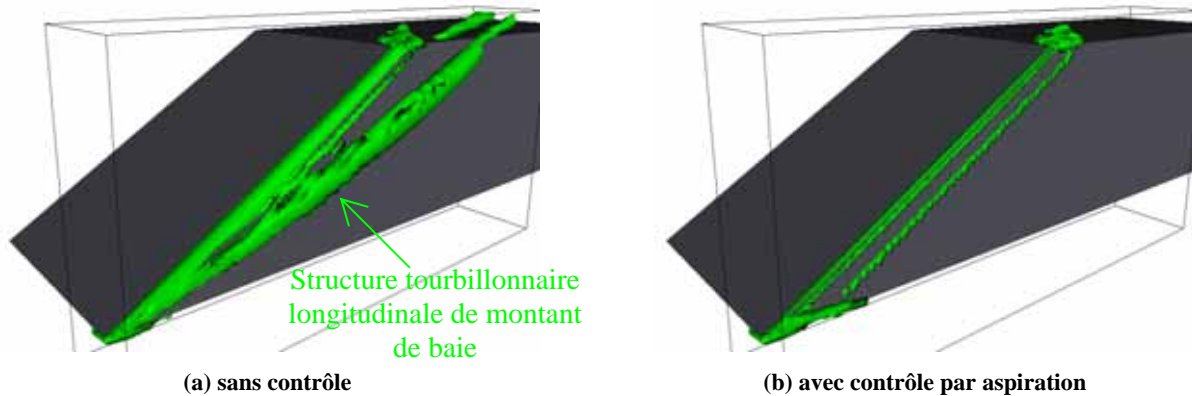


Figure II.15 : Visualisation à l'aide d'iso-surface de Lambda 2 de la suppression des structures tourbillonnaires longitudinales de pare brise par aspiration continue [LEH-07]

Ces solutions apportent la preuve du potentiel de réduction de traînée par contrôle actif de l'écoulement aérodynamique. Cependant, leur coût énergétique est aujourd'hui élevé et l'efficacité du contrôle, défini comme le rapport entre la puissance économisée par la réduction de C_x et celle consommée pour générer l'écoulement secondaire, n'est pas intéressante. Elle est en effet de l'ordre de 0.7 pour le soufflage et de 0.8 pour l'aspiration. Il est donc nécessaire de réduire le coût énergétique du contrôle avant d'intégrer ces solutions.

Par ailleurs, le développement de ces solutions s'accompagne d'un réel intérêt pour l'identité visuelle des véhicules de la marque. En effet, ces systèmes discrets sont quasiment invisibles de l'extérieur et permettent de laisser libre court à la créativité des designers puisque le système de contrôle permet d'optimiser l'aérodynamique du véhicule. La principale limitation des solutions est le besoin d'une source d'air, compresseur ou pompe, et d'un circuit hydraulique intégré pour transporter l'écoulement secondaire.

Le contrôle par jet synthétique, jet périodique à débit nul, se présente comme une alternative à ces contraintes d'efficacité et d'intégration. Son autonomie, la simplicité mécanique de l'actionneur qui donne naissance au jet, ainsi que sa capacité à redistribuer l'énergie de l'écoulement principal pour le contrôler en font le candidat idéal pour l'application automobile dans la mesure où ses dimensions peuvent être réduites en faisant par exemple appel aux microtechnologies. Dans la suite de ce chapitre, le principe de fonctionnement du jet synthétique et les actionneurs recensés dans la presse scientifique sont présentés.

2.1. Principe du jet synthétique

Les bases du jet synthétique sont décrites par Ingard dès 1953 [ING-53], mais ne sont développées et appliquées au problème de contrôle d'écoulement qu'au milieu des années 1990 avec les travaux de Smith et de Glezer sur un cylindre circulaire [SMI-94]. D'une manière générale, l'écoulement de jet synthétique est

généralisé par la variation périodique du volume d'une cavité ouverte sur un écoulement extérieur. La Figure II.16 représente schématiquement le principe de génération d'un écoulement de jet synthétique à travers un orifice derrière lequel le mouvement périodique d'un piston fait varier le volume d'une cavité.

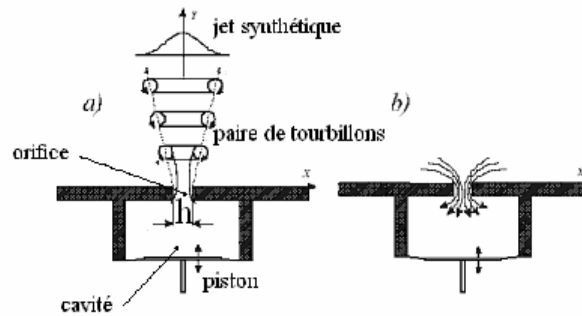


Figure II.16 : Représentation schématique du jet synthétique en (a) phase de soufflage et (b) phase d'aspiration [SMI-02]

Si le piston est animé d'un mouvement périodique de période T_j , alors l'écoulement au niveau de l'orifice se décompose en deux phases distinctes de période $T_j/2$:

- Une phase de soufflage lorsque le volume de la cavité diminue. Le fluide qui se trouve dans la cavité s'échappe à travers l'orifice sous forme de jet et le frottement du fluide sur les parois de l'orifice engendre la formation de tourbillons, de type "rond de fumée" si l'orifice est circulaire, à la périphérie du jet (Figure II.16.a). Ces tourbillons se déplacent ensuite à leur propre vitesse dans l'écoulement extérieur.
- Une phase d'aspiration lorsque le volume de la cavité augmente (Figure II.16.b). Une zone de faible pression se forme ainsi à proximité de l'orifice. L'usage veut que l'on parle d'écoulement de jet synthétique lorsque les tourbillons créés lors de la phase d'expulsion sont suffisamment éloignés de l'orifice pour ne pas être aspirés au cours du cycle suivant. Dans le cas contraire, la notion plus générale de jet à débit nul ("Zero-Net-Mass-Flux") est employée pour ces écoulements.

Sur une période T_j , le débit moyen à travers la surface de l'orifice est nul, tandis que la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement extérieur est positive et sans injection de masse [SMI-02]. De plus, la répétition des phases d'aspiration et de soufflage permet d'injecter des structures instationnaires dans l'écoulement et d'accroître l'efficacité du contrôle par rapport à des solutions stationnaires telles que l'aspiration ou le soufflage continu [GRE-00].

La section suivante dresse un état des lieux des domaines d'applications actuels du jet synthétique.

2.2. Les domaines d'application du jet synthétique

Les domaines d'applications du jet synthétique sont nombreux, mais on peut en distinguer trois principaux :

- le contrôle des écoulements décollés,
- l'orientation des écoulements décollés,
- l'amélioration des mélanges.

Le contrôle des écoulements décollés préoccupe essentiellement l'aérodynamique des avions et des véhicules car les décollements d'air sont souvent responsables de la dégradation de leurs performances : pour l'aéronautique, ils limitent la portance maximale des profils d'ailes lors des phases de décollage et d'atterrissage, et pour l'automobile, ils peuvent augmenter la traînée s'ils sont mal positionnés. Sur l'illustration de la Figure II.17.b, le jet synthétique est placé en amont du point de décollement pour modifier le profil de couche limite et le rendre plus résistant au gradient de pression adverse. Les Figure II.17.a et b illustrent le recul du point de décollement naturel autour d'un cylindre à faible nombre de Reynolds* [AMI-97].

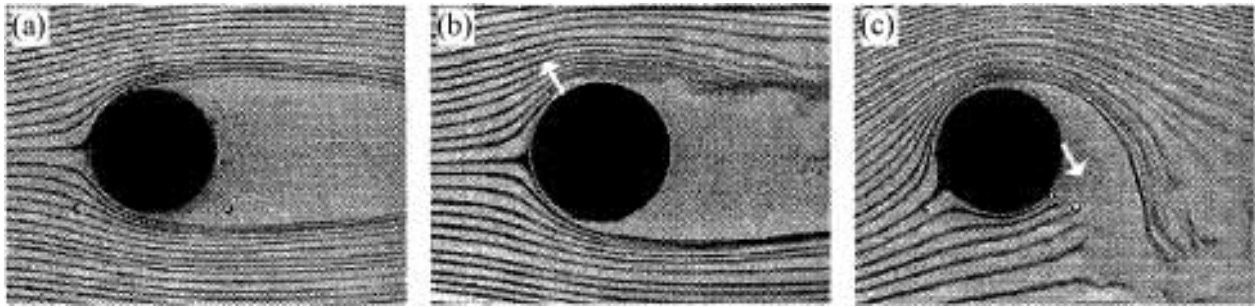


Figure II.17 : Visualisations de fumée des effets du contrôle par jet synthétique sur l'écoulement autour d'un cylindre, (a) sans contrôle; (b) contrôlé par jet synthétique normal à la paroi et en amont du décollement et (c) contrôlé par jet synthétique incliné à 120° et positionné en aval pour une position azimutale de 180° [AMI-97]

L'orientation des écoulements décollés est une problématique plus ancienne [SMI-94]. Le jet synthétique est utilisé pour modifier la trajectoire des lignes de courant en aval du point de décollement naturel de l'écoulement principal. L'injection de quantité de mouvement dans une direction privilégiée en aval du décollement naturel entraîne l'écoulement décollé selon cette direction (Figure II.17.c).

Ces deux premiers domaines d'application intéressent particulièrement l'automobile parce qu'ils permettent d'imaginer des scénarii pour réduire la section transversale du sillage et par conséquent le coefficient de traînée aérodynamique [ONO-84]. Les principaux mécanismes d'interaction entre l'écoulement principal et le jet synthétique identifiés dans la littérature sont développés plus en détail dans la suite (Chapitre II.4).

Le dernier domaine d'application du jet synthétique concerne *l'amélioration des mélanges*, c'est-à-dire l'obtention d'un mélange homogène, caractéristique recherchée dans les domaines de :

- la combustion, pour augmenter les rendements moteurs et diminuer les émissions polluantes,
- la thermique, pour améliorer les refroidissements,
- l'acoustique, pour diminuer les bruits de mélange.

En positionnant plusieurs actionneurs à la périphérie de deux écoulements de jets concentriques, Ritchie *et al.* [RIT-00] montrent que l'écoulement de jet synthétique améliore l'homogénéité de la fraction de mélange des jets (Figure II.18). Les résultats suggèrent que les plus grosses structures tourbillonnaires

* Les expériences d'où sont tirées ces photographies sont réalisées pour un nombre de Reynolds faible égal à 4000. Deux remarques sont alors à faire : 1) La vitesse maximale du jet synthétique est relativement importante vis-à-vis de l'écoulement principal. Le coefficient de quantité de mouvement est élevé (cf § II.4.1.1). 2) Les travaux montrent que le recul du point de décollement est lié à la fois au déclenchement de la transition laminaire/turbulente et à l'injection de quantité de mouvement par le jet synthétique.

formées par le jet synthétique augmentent les zones de mélange tandis que les petites structures améliorent le mélange turbulent au cœur des zones de mélange.

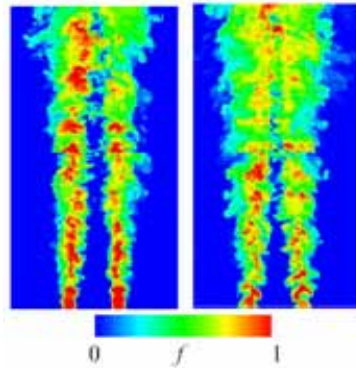


Figure II.18 : Comparaison de la fraction de mélange de deux jets concentriques sans contrôle (gauche) et avec contrôle par jet synthétique positionné à la périphérie du jet extérieur (droite) [RIT-00]

Mallinson *et al.* [MAL-99] utilisent ce principe pour déclencher la turbulence d'une flamme initialement laminaire. Ains, ils parviennent à améliorer l'échange de chaleur par mélange turbulent de la flamme. Ce principe est également utilisé pour favoriser le refroidissement de composants électroniques situés dans des zones confinées.

Cependant, la dynamique de l'écoulement de jet synthétique dépend du système mécanique, appelé actionneur de jet synthétique, qui le génère : la période et l'amplitude des variations du volume de la cavité dépendent des dimensions et des matériaux retenus et définissent les échelles de longueur et de temps caractéristiques du train de tourbillons généré. Les différents actionneurs développés à ce jour sont abordés dans le paragraphe suivant.

2.3. Les différents actionneurs de jet synthétique

La littérature scientifique est riche d'exemples de solutions techniques permettant de générer un écoulement de jet synthétique. Les solutions les plus classiques reposent sur la variation du volume d'une cavité par l'intermédiaire de systèmes mécaniques [RAO-00] et [GIL-02], acoustique [MCC-01] et [SEE-06], électro-mécanique [MAL-99] et [CHE-02] ou encore thermique [RAT-97]. Dans tous les cas, les dimensions de l'actionneur sont liées au choix du mode d'actionnement retenu. Dans la perspective d'une intégration sur véhicule automobile, l'encombrement du système est un critère de choix non négligeable :

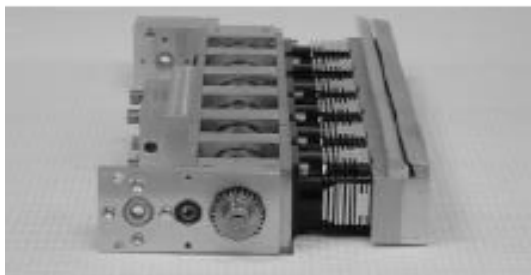


Figure II.19 : Actionneur de jet synthétique composé de 6 pistons débouchant dans une même cavité et mis en mouvement par 6 moteurs électriques [GIL-02]

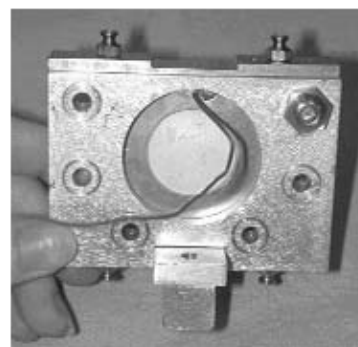


Figure II.20 : Actionneur composé d'une membrane piézoélectrique [UFL-04]

Les actionneurs les plus volumineux, proche du dm^3 (Figure II.19), mais aussi les plus lourds (plusieurs kilogrammes) et les plus gourmands d'un point de vue énergétique, utilisent un piston pour faire varier le volume de la cavité. Ils sont capables de générer des vitesses de jet pendant la phase de soufflage à la sortie de l'orifice de l'ordre de 90 m.s^{-1} dans les basses fréquences, de l'ordre de 100 Hz. Ces caractéristiques sont liées aux amplitudes importantes de déplacement du piston offertes par cette solution.

Les systèmes plus compacts de l'ordre du cm^3 , sont principalement développés sur le principe du haut-parleur ou de membrane piézoélectrique (Figure II.20). Leur dimension varie en fonction de l'architecture retenue et leur consommation est plus faible, de l'ordre de quelques milliwatt pour mettre en mouvement la membrane. Les vitesses maximales de jet obtenues par ces deux technologies sont comparables, de l'ordre de 50 m.s^{-1} , pour des fréquences de travail qui en fonction des caractéristiques des actionneurs varient entre 0.2 et 20 kHz. Ces actionneurs sont les plus couramment utilisés dans les laboratoires de recherche parce qu'ils sont peu chers, robustes et compatibles avec l'équipement de maquette aérodynamique.

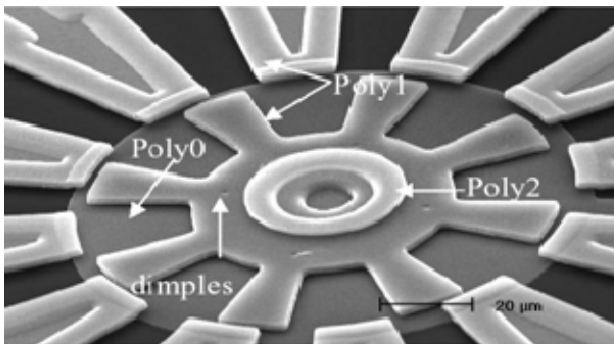


Figure II.21 : Photographie au microscope d'un micro moteur fabriqué en technologie MEMS [MEM-04]

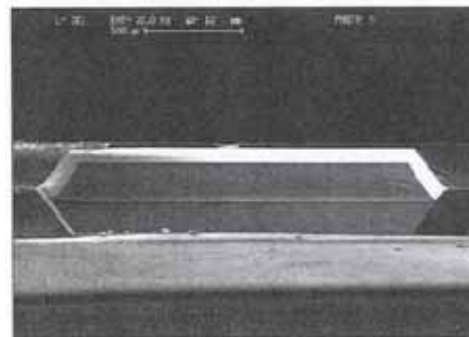


Figure II.22 : Photographie au microscope de la coupe transversale d'un microactionneur de jet synthétique fabriqué en silicium [MAL-03]

Le développement récent des microtechnologies a ouvert des perspectives nouvelles de miniaturisation d'actionneurs. Les faibles dimensions, le coût énergétique extrêmement faible et la multiplication des domaines d'application des systèmes développés en MEMS (Micro Electro Mechanical System, Figure II.21) portent cette technologie sur le devant de la scène scientifique. La technologie repose sur l'assemblage de wafer de silicium préalablement micro-usiné par gravure [CHA-01]. Deux réalisations d'actionneurs de jet synthétique ont d'ores et déjà vu le jour. Les modes d'actionnement de la cavité sont électrostatique (Figure II.22) et thermique (Figure II.23).

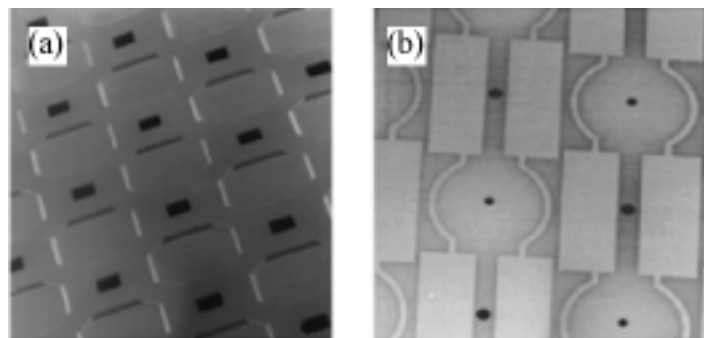


Figure II.23 : Photographies au microscope d'un réseau de microgénérateurs de jets synthétiques actionnés thermiquement, a) vue de dessus du réseau de cavité, b) vue de dessus des membranes et orifices équipés des déclencheurs thermiques [RAT-97]

Les très faibles dimensions des ces systèmes, de l'ordre du mm^3 , ouvrent des perspectives d'intégration sous forme de matrice ou de réseau d'actionneurs distribués à la surface du véhicule. L'effet de nombre est

alors mis en avant au détriment des vitesses de soufflage qui sont à l'heure actuelle encore faibles, inférieures à 10 m.s^{-1} . L'amélioration des performances en vitesse de ces systèmes nécessite de composer avec les phénomènes de raréfaction de l'air, de viscosité et de compressibilité qui deviennent prépondérants à ces échelles et de se détacher des principes architecturaux conventionnels connus à l'échelle macroscopique. L'actionneur présenté sur la Figure II.23 exploite par exemple la différence de coefficient de dilatation thermique entre l'aluminium et le silicium pour mettre en mouvement la membrane qui intègre l'orifice.

Une dernière solution technique en développement et en rupture repose sur l'utilisation du vent ionique généré par des électrodes positionnées de manière à générer le train de structures tourbillonnaires [ARV-06]. Dans ce cas, l'architecture de l'actionneur est complètement repensée et ne comporte plus de cavité. La dynamique résultante de l'écoulement est toutefois très proche de celle d'un jet synthétique "traditionnel".

Enfin, les actionneurs de jet pulsé sont indissociables de celui du jet synthétique. Le principe du jet pulsé consiste en la formation intermittente d'un jet à travers un orifice à partir d'une source continue de jet. Développés en microtechnologie [FRU-05], ces actionneurs présentent des performances aérodynamiques intéressantes dans la perspective du contrôle des écoulements, à l'instar pour l'automobile du concept-car Citroën C-SportLounge. Les actionneurs développés par l'équipe de l'IEMN de Lille délivrent par exemple des vitesses de jet supérieures à 150 m.s^{-1} (avec des objectifs de 200 m.s^{-1}) pour des fréquences comprises entre 0.4 et 2.2 kHz, en fonction de l'actionneur [DUC-06] et [GAR-07].

2.4. Conclusion : intérêts et difficultés

Cette première approche de l'écoulement et des actionneurs de jet synthétique permet d'ores et déjà d'envisager les intérêts du contrôle actif par jet synthétique, mais aussi les contraintes techniques associées aux objectifs d'intégration automobile.

Tout d'abord, le jet synthétique permet d'agir localement et de façon autonome sur un écoulement. A la différence des solutions de soufflage ou d'aspiration continue, aucune source de fluide supplémentaire n'est nécessaire pour contrôler l'écoulement. De plus, les actionneurs permettent d'adapter sur une large gamme la fréquence et la longueur du train de structures tourbillonnaires et ainsi de dimensionner le système au type de contrôle souhaité. Enfin, les premiers résultats montrent que la dynamique particulière du train de tourbillons engendre des modifications de l'écoulement sur un domaine 10 à 100 fois plus grand que le jet lui-même [SMI-98].

Dans une autre mesure, la simplicité de l'architecture de l'actionneur de jet synthétique répond aux contraintes de développement d'actionneurs de taille micrométrique à faible consommation énergétique pour l'application automobile. La technologie MEMS sur silicium est une voie de progrès prometteuse pour l'industrialisation de ces actionneurs. Le challenge est toutefois de trouver l'architecture d'actionneur qui permette de délivrer les performances aérodynamiques nécessaires au contrôle.

Dans la suite de cette partie, la dynamique particulière de cet écoulement à débit nul est approfondie à l'aide des nombres et grandeurs utilisés dans la bibliographie pour le caractériser.

Chapitre II.3 - Précisions sur l'écoulement de jet synthétique

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'écoulement de jet synthétique seul, en absence d'écoulement externe. Cette première étape est nécessaire pour caractériser l'actionneur et l'écoulement qu'il génère avant d'envisager les mécanismes d'interaction lorsque ce jet est en présence d'un écoulement aérodynamique. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement utilisées dans la littérature, vitesses moyennes, coefficient de quantité de mouvement, sont tout d'abord définies. Ensuite, la dynamique de l'écoulement de jet synthétique est analysée à partir des travaux réalisés sur le sujet. Enfin un modèle réduit développé à partir d'une analogie Electro-Mécanique (Lumped Element Modelling) est présenté pour expliciter la réponse dynamique d'un actionneur de jet synthétique sur les performances en vitesse de l'écoulement de jet synthétique.

3.1. La nomenclature du jet synthétique

3.1.1. Dimensions de l'actionneur et du jet synthétique

L'écoulement de jet synthétique est un écoulement à débit nul obtenu par variation périodique du volume \forall d'une cavité (Figure II.24). La hauteur et la largeur de la cavité sont respectivement notées H et W pour les actionneurs 2D, qui représentent la majorité des travaux. L'envergure est alors considérée comme unitaire. Le volume déplacé au cours d'une demi période $T_j/2$ par le système mécanique est noté $\Delta\forall$. Le volume $\Delta\forall$ dépend de la fréquence f_j de travail des membranes oscillantes, avec :

$$f_j = \frac{1}{T_j} = \frac{\omega_j}{2\pi}, \quad (\text{II.9})$$

où ω_j est la pulsation d'excitation des membranes. Dans le cas des actionneurs électro-mécaniques, la membrane possède de plus une pulsation naturelle de résonance ω_d fonction des dimensions et des matériaux qui la composent.

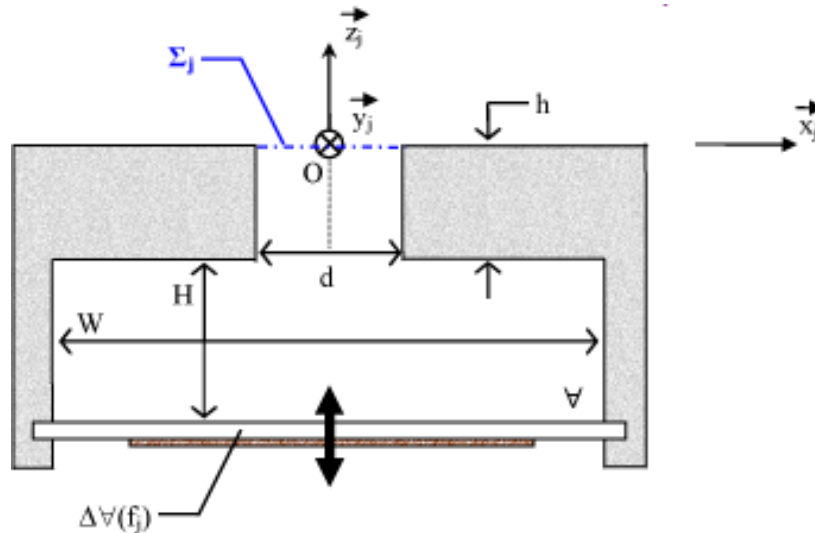


Figure II.24 : Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique

La cavité est ouverte sur un domaine fluide extérieur Ω_f par l'intermédiaire (Figure II.24) d'une ouverture de surface Σ_j et d'épaisseur h . Les formes d'ouverture les plus courantes sont axisymétriques, orifice de diamètre d , ou rectangulaire, fente bidimensionnelle de largeur d et de longueur w .

Le repère orthonormé direct $(O, \bar{x}_j, \bar{y}_j, \bar{z}_j)$ est associé à la fente de l'actionneur de manière à ce que l'origine soit positionnée au centre de la surface de sortie Σ_j , \bar{x}_j suivant la largeur, \bar{y}_j suivant la longueur et \bar{z}_j entrant dans le domaine fluide Ω_f .

L'air qui compose le domaine fluide Ω_f est caractérisé par sa masse volumique ρ , sa viscosité cinématique μ et la célérité du son c_0 .

3.1.2. Evolution temporelle

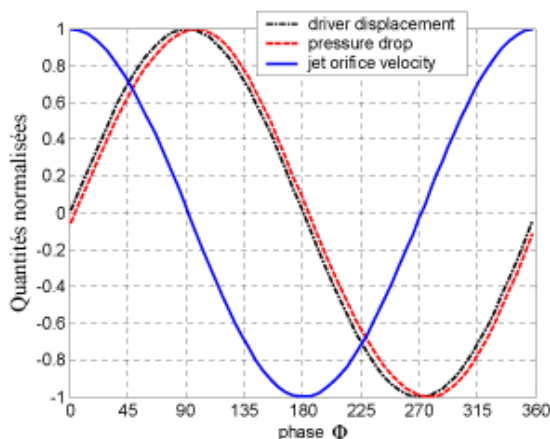


Figure II.25 : Déplacement des membranes et vitesse de soufflage au centre de l'orifice adimensionnés en fonction de la phase angulaire Φ de l'actionneur [GAL-05]. NB : Sur ce graphique $\Phi=0^\circ$ est calé sur le signal de tension et pas sur la vitesse du jet.

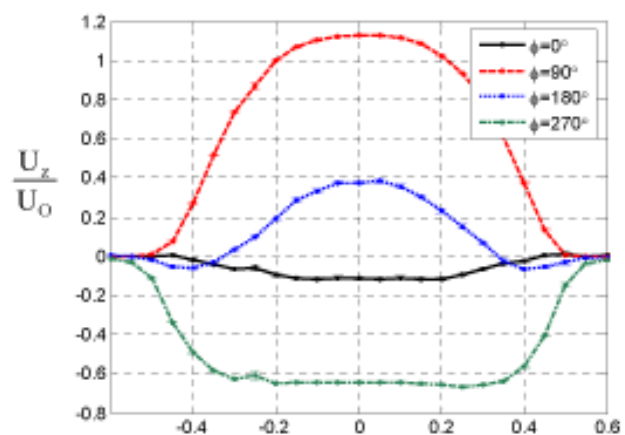


Figure II.26 : Profil de vitesse à travers l'orifice en fonction de la phase angulaire de l'actionneur [GAL-05]. NB : La phase angulaire pour ce graphique correspond à la définition retenue dans ce mémoire (§ II.3.1.2)

La variation périodique du volume de la cavité est à l'origine d'une variation périodique de la vitesse en sortie d'orifice. Lorsque l'actionneur est alimenté par une tension alternative et sinusoïdale $A(t)$, de la forme :

$$A(t) = A_0 \sin(\omega_j t), \quad (\text{II.10})$$

où A_0 est l'amplitude de la tension d'alimentation de l'actionneur, l'évolution temporelle de la vitesse u_o au centre de la surface de sortie Σ_j est également sinusoïdale de la forme (Figure II.25) :

$$u_o(t) = U_{\max} \sin(\omega_j t + \varphi), \quad (\text{II.11})$$

avec U_{\max} la vitesse maximale du jet et φ le déphasage avec le signal électrique.

Pour caractériser l'instant du cycle du jet synthétique, la phase angulaire Φ , comprise entre 0 et 360°, est définie de telle manière que $\Phi=0^\circ$ corresponde à la phase angulaire pour laquelle la vitesse en sortie d'orifice est nulle avec une pente positive. Lorsque les effets de compressibilité de l'air dans la cavité sont négligeables, le déphasage φ entre les signaux temporels de tension et de vitesse est égal à 90°.

Au cours d'une période d'actionnement, quatre instants sont habituellement utilisés pour caractériser l'état du jet (Figure II.26). Ces instants sont donnés dans l'ordre des réalisations :

- volume de la cavité minimal ($\nabla-\Delta\nabla$) et vitesse nulle avec une pente positive : $\Phi_1=0^\circ$,
- l'aspiration maximale : $\Phi_2=90^\circ$,
- volume de la cavité maximal ($\nabla+\Delta\nabla$) et vitesse nulle avec une pente négative : $\Phi=180^\circ$,
- soufflage maximum : $\Phi=270^\circ$.

D'autres formes de signaux de moyenne nulle sont également étudiées pour alimenter les actionneur de jet synthétique. L'un d'eux repose sur la modulation en amplitude de la tension maximale A_0 . Le signal d'alimentation $A(t)$ est alors de la forme :

$$A(t) = A_0 \sin(\omega_j t) \left(\frac{1 - \sin(\omega_m t)}{2} \right), \quad (\text{II.12})$$

où ω_j est la pulsation associée à la fréquence porteuse f_j et ω_m la pulsation associée à la fréquence de modulation en amplitude f_m .

3.2. Les grandeurs caractéristiques

3.2.1. Analyse dimensionnelle de l'actionneur de jet synthétique

Une analyse dimensionnelle du jet synthétique à l'aide du théorème de Vasky-Buckingham [BUC-14] permet de minimiser le nombre de paramètre dont dépend l'écoulement de jet synthétique [GAL-05]. Placé dans un domaine fluide extérieur au repos, l'écoulement de jet synthétique, et particulièrement la vitesse moyenne U_j en sortie d'orifice, est caractérisé par les paramètres (Figure II.24) :

- géométriques de l'actionneur (∇, d, h, w)
- de la membrane ($\omega_j, \omega_d, \Delta\nabla$)
- du fluide (ρ, μ, c_0)

La relation qui lie la vitesse moyenne U_j aux paramètres se pose alors sous la forme suivante :

$$U_j \} = \mathfrak{F}(\nabla, d, h, w, \omega_j, \omega_d, \Delta\nabla, \rho, \mu, c_0), \quad (\text{II.13})$$

Ces $n=11$ paramètres dimensionnels qui caractérisent le problème sont liés par $p=3$ grandeurs fondamentales, la masse $[M]$, la longueur $[L]$ et le temps $[T]$. Les dimensions des 11 paramètres sont regroupées dans la Table II.1. D'après le théorème de Vasky-Buckingham, le problème dépend alors de $n-p=8$ nombres adimensionnels et indépendants Π_i .

Par combinaison et arrangement d'un premier groupe Π_i de 8 nombres adimensionnels construits en prenant d comme échelle caractéristique pour la longueur, ω_j pour le temps et ρ pour la masse, Gallas [GAL-05] construit une nouvelle combinaison de groupe Π_i faisant apparaître des nombres adimensionnels de référence :

- $\Pi_1 = \frac{d \omega_j}{U_j} = St_j,$ (II.14)

est le nombre de Strouhal. Ce premier nombre adimensionnel permet de comparer le temps caractéristique d'advection des structures tourbillonnaires émises par le jet synthétique d/U_j au temps caractéristique de travail de l'actionneur $1/\omega_j$.

	$[M]$	$[L]$	$[T]$
U_j, c_0	0	1	-1
$\nabla, \Delta\nabla$	0	3	0
d, h, w	0	1	0
ω_j, ω_n	0	0	-1
ρ	1	3	0
μ	1	-1	-1

Table II.1 : Matrice des dimensions des 11 paramètres du jet synthétique seul

- $\Pi_2 = \frac{\omega_j}{\omega_H},$ (II.15)

est le ratio entre la fréquence de travail de la membrane ω_j et la fréquence de Helmholtz ω_H qui caractérise la résonance de la cavité et définie par :

$$\omega_H = \sqrt{\frac{w d c_0^2}{\nabla h}}, \quad (\text{II.16})$$

- $\Pi_3 = \frac{h}{d},$ (II.17)

est le rapport entre la hauteur et la largeur de la fente.

- $\Pi_4 = \frac{w}{d},$ (II.18)

est le rapport entre la longueur et la largeur de la fente.

- $\Pi_5 = \frac{\omega_j}{\omega_d},$ (II.19)

est le rapport entre la fréquence de travail de la membrane ω_j et la fréquence naturelle de résonance de la membrane ω_d .

$$\bullet \quad \Pi_6 = \frac{\Delta \nabla}{\nabla}, \quad (\text{II.20})$$

est le rapport entre le volume déplacé par la membrane et le volume de la cavité.

$$\bullet \quad \Pi_7 = \sqrt{\frac{\omega_j d^2}{\nu}} = S_j, \quad (\text{II.21})$$

est le nombre de Stokes, qui représente le rapport entre la largeur de la fente d et l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur les parois de l'orifice $\sqrt{\nu/\omega_j}$. L'influence de ce nombre sans dimension est perceptible lorsque la forme de l'orifice varie (§ II.3.4.1).

$$\bullet \quad \Pi_8 \frac{d \omega_j}{c_0} = \frac{d}{\lambda}, \quad (\text{II.22})$$

est le rapport entre la largeur de la fente d et la longueur d'onde acoustique dans l'air λ .

Le nombre de Strouhal, nombre adimensionnel caractéristique de la vitesse moyenne U_j , est alors pour ce groupe Π_i fonction de :

$$St_j \} = \mathfrak{F} \left(\frac{\omega_j}{\omega_H}, \frac{h}{d}, \frac{w}{d}, \frac{\omega_j}{\omega_H}, \frac{\Delta \nabla}{\nabla}, S_j, \frac{d}{\lambda} \right), \quad (\text{II.23})$$

Cette relation montre que pour une géométrie d'actionneur et une fréquence de travail données, la vitesse en sortie de fente est directement liée au rapport entre le volume déplacé et le volume total de la cavité $\Delta \nabla / \nabla$

En combinant différemment les nombres du groupe Π_i , d'autres nombres adimensionnels peuvent être construits sur le même principe pour la vitesse U_j . Par exemple, le nombre de Reynolds du jet en sortie de fente est égal à :

$$\bullet \quad \Pi_1' = \frac{(\Pi_7)^2}{\Pi_1} = \frac{S_j^2}{St_j} = \frac{\bar{V}_j d}{\nu} = Re_j, \quad (\text{II.24})$$

Ce nombre caractérise le rapport entre les effets inertiels et les effets visqueux au niveau de la sortie de la fente. De plus, cette relation fait apparaître la relation étroite qui existe entre le nombre de Stokes S_j , le nombre de Strouhal St_j et le nombre de Reynolds Re_j . Cette égalité est à la base du critère de formation des structures tourbillonnaires introduite par Rathnasingham et Breuer [RAT-97] puis reprise par Holmann *et al.* [HOL-05] (§ II.3.2.4).

L'analyse dimensionnelle permet d'identifier et d'explicitier les nombres adimensionnels caractéristiques de l'écoulement de jet synthétique. Parce qu'il est difficile de recenser dans la littérature un paramètre commun, ces nombres sont maintenant définis plus précisément.

3.2.2. Moyenne temporelle et spatiale

Lorsque l'évolution temporelle et spatiale du profil de vitesse longitudinale $u_z(\vec{X}_j, t)$, où \vec{X}_j est la position d'un point dans le plan Σ_j , est connue, la vitesse spatio-temporelle moyenne \overline{U}_j pendant la phase de soufflage est définie par [UTT-03] :

$$\overline{U}_j = \frac{2}{T_j} \frac{1}{\Sigma_j} \int_0^{T_j/2} \int_{\Sigma_j} u_z(\vec{X}_j, t) d\Sigma_j dt = 2f_j \int_0^{T_j/2} U_z(t) dt , \quad (\text{II.25})$$

où $U_z(\Phi)$ représente la vitesse moyennée sur la surface de sortie de l'orifice Σ_j pour la phase angulaire Φ .

La quantité de mouvement \overline{I}_j injectée par le jet synthétique au cours de la phase de soufflage est quant à elle définie par :

$$\overline{I}_j = \rho_j \int_0^{T_j/2} \int_{\Sigma_j} (u_z(\vec{X}_j, t))^2 d\Sigma_j dt , \quad (\text{II.26})$$

où ρ_j est la masse volumique de l'air à l'intérieur de la cavité. Elle peut être différente de celle de l'air ρ_∞ dans le domaine fluide Ω_f si les effets de compressibilité dans la cavité sont non nuls.

La vitesse moyenne \overline{U}_j est utilisée pour définir le nombre de Strouhal $St_{\overline{U}_j}$ (II.14) de l'écoulement de jet synthétique :

$$St_{\overline{U}_j} = \frac{\omega_j d}{\overline{U}_j} , \quad (\text{II.27})$$

et le nombre de Reynolds $Re_{\overline{U}_j}$ (II.24) :

$$Re_{\overline{U}_j} = \frac{\overline{U}_j d}{\nu} , \quad (\text{II.28})$$

3.2.3. Moyenne temporelle

Les mesures de vitesse ne sont pas toujours disponibles sur l'ensemble de la surface Σ_j . En supposant que la vitesse au centre de l'orifice $u_o(\Phi)$ est constante sur Σ_j [GLE-88], la vitesse moyenne du jet synthétique pendant la phase de soufflage U_o est définie par :

$$U_o = \frac{1}{T_j} \int_0^{T_j/2} u_o(t) dt , \quad (\text{II.29})$$

La quantité de mouvement par unité de longueur introduite par le jet synthétique au cours de la phase de soufflage s'écrit :

$$I_o = \rho_j d \int_0^{T_j/2} u_o^2(t) dt , \quad (\text{II.30})$$

La vitesse de soufflage moyenne U_o est utilisée pour définir la longueur de pénétration L_o du jet dans l'écoulement extérieur. Cette longueur qui peut être interprétée comme la distance parcourue par l'anneau tourbillonnaire émis au cours d'un cycle de l'actionneur est définie par [DID-79] :

$$L_o = \frac{U_o}{f_j} , \quad (\text{II.31})$$

La vitesse moyenne permet par ailleurs de définir le nombre de Reynolds Re_{U_o} de l'écoulement de jet synthétique :

$$Re_{U_o} = \frac{U_o d}{\nu} , \quad (\text{II.32})$$

On trouve aussi dans la bibliographie un nombre de Reynolds défini à partir de la quantité de mouvement I_o par :

$$Re_{I_o} = \frac{I_o}{\mu d} , \quad (\text{II.33})$$

où μ est la viscosité cinématique de l'air.

Dans le cas d'un profil de vitesse uniforme à la surface de sortie de l'orifice Σ_j , les vitesses moyennes U_o (II.29) et $\overline{U_j}$ (II.25) sont liées par la relation :

$$U_o = 2\overline{U_j} , \quad (\text{II.34})$$

3.2.4. Critère de formation de l'écoulement de jet synthétique

L'écoulement de jet synthétique est un jet à débit nul caractérisé par l'émission périodique de structures tourbillonnaires. Cependant tous les actionneurs reposant sur le principe de variation du volume d'une cavité ne permettent pas d'obtenir cette dynamique de jet. En effet, il est possible que, d'une part, l'amplitude de la variation du volume de la cavité ne soit pas suffisante pour détacher les structures tourbillonnaires de l'orifice, et d'autre part, que les structures émises lors du soufflage soient aspirées au cycle suivant par le jet.

Wu et Breuer [WU-03] définissent expérimentalement un critère de détachement des structures tourbillonnaires basé sur le nombre de Reynolds $Re_{\overline{U_j}}$ (II.28) de la forme :

$$Re_{\overline{U_j}} = \frac{\overline{U_j} d}{\nu} > 50 , \quad (\text{II.35})$$

Pour que les structures tourbillonnaires se détachent, il est nécessaire que les effets inertiels dominent les effets visqueux à hauteur de l'orifice et le nombre de Reynolds représente bien la compétition entre ces effets. En dessous de cette valeur seuil, l'écoulement ne se détache pas des bords de l'orifice et devient réversible, c'est-à-dire que les profils de vitesse sont symétriques lors des phases d'aspiration et de soufflage.

Par ailleurs, pour que les structures détachées ne soient pas sous l'influence de l'aspiration, elles doivent parcourir une distance suffisante avant la phase d'aspiration. La longueur de pénétration définie par la

relation (II.31) est utilisée par Smith et Swift [SMI-03] pour définir un critère de formation pour un jet synthétique bidimensionnel. Le critère, basé sur la capacité de la paire de tourbillons à s'extraire de la zone d'aspiration grâce à la vitesse induite par la vorticité, conduit à :

$$\frac{L_0}{d} \geq \frac{4}{\sqrt{\pi}} \approx 2.3 , \quad (\text{II.36})$$

pour des fréquences d'actionnement comprises entre 10 et 110 Hz. Ce critère de formation est indépendant de la géométrie de l'orifice dans la mesure où la hauteur h de l'orifice est au moins deux fois plus grande que sa largeur (Figure II.24) :

$$h \geq 2d , \quad (\text{II.37})$$

La géométrie de l'orifice ou de la fente est prise en compte plus généralement par Holman *et al.* [HOL-05]. A partir de la relation définie par l'équation (II.24), le critère repose sur la définition du nombre de Strouhal qui relie le temps caractéristique d'émission des tourbillons au temps d'advection des structures tourbillonnaires (II.14). Le critère est alors de la forme :

$$\frac{1}{St} = \frac{Re}{S^2} > \frac{32c^2 D_v}{\kappa \pi^2 d} = K , \quad (\text{II.38})$$

où c est le rapport des vitesses moyennes temporelles sur Σ_j et au centre O :

$$c = \frac{\overline{U_j}}{U_o} , \quad (\text{II.39})$$

et

$$D_v = d(1 + \varepsilon)^p , \quad (\text{II.40})$$

est la distance qui sépare les centres tourbillonnaires de la paire de tourbillons qui se forment au cours du soufflage,

ε et p sont des constantes fonctions des rayons de courbure des parois à la sortie de l'orifice,

et κ une constante qui dépend du rapport entre le rayon du cœur des structures tourbillonnaires et leur espacement.

Ces travaux expérimentaux et numériques [HOL-05] mettent en avant que les valeurs de K pour un jet bidimensionnel sont un ordre de grandeur plus important que pour un jet axisymétrique, de l'ordre de 6 pour le jet 2D et de 0.5 pour un jet axisymétrique.

Après avoir posé les critères d'existence du jet synthétique, la dynamique de l'écoulement peut être analysée.

3.3. Topologie de l'écoulement de jet synthétique

Lorsque l'écoulement de jet synthétique est complètement développé, avec la formation périodique de structures tourbillonnaires, le domaine fluide extérieur Ω_f se divise en deux régions distinctes nommées

champs proche et champs lointain. Ces deux champs sont mis en évidence expérimentalement par Smith *et al.* [SMI-02] à l'aide des lignes de courants tracées dans le plan de symétrie du jet synthétique pour la phase angulaire $\Phi_3=270^\circ$, aspiration maximale (Figure II.27).

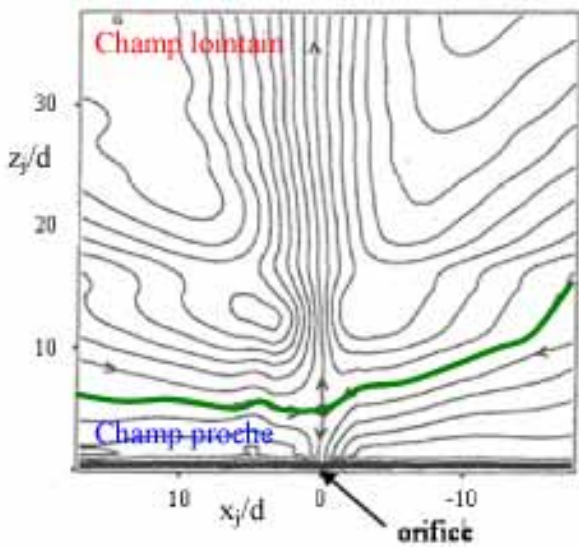


Figure II.27 : Lignes de courant dans le plan de symétrie de l'orifice en $\Phi_3=270^\circ$ (aspiration) ($Re_{v_0}=300$, $L_0/h=29.1$, $f_j=600$ Hz) [SMI-02]

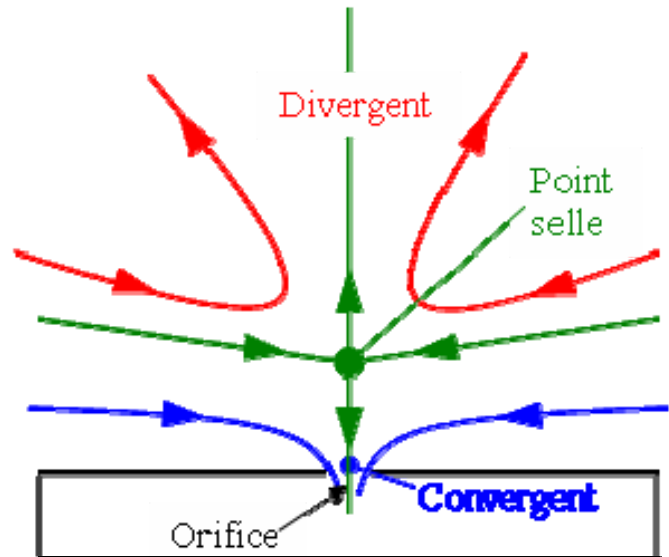


Figure II.28 : Représentation schématique de la topologie globale de l'écoulement de jet synthétique.

Un point singulier, de type point selle, se distingue sur l'axe de symétrie de l'orifice à environ cinq largeurs d'orifice. Les lignes de courant parallèles à Σ_j issues de ce point séparent l'espace en deux zones fluides :

- Dans le champ proche, situé entre l'orifice et le point selle, la dynamique du jet est dominée par la formation périodique et l'advection des structures tourbillonnaires initialement laminaires puis turbulentes. Cette zone se caractérise par la présence de faibles pressions qui entraînent le fluide extérieur vers l'orifice le long de la paroi.
- Dans le champ lointain, situé entre le point selle et l'aval, la transition laminaire/turbulent est suivie par la formation d'un jet turbulent pleinement développé qui est comparable à un jet continu conventionnel.

De façon schématique, l'écoulement global peut être vu comme un écoulement de buse avec la présence d'un convergent dans le champ proche et d'un divergent dans le champ lointain (Figure II.28).

Le point singulier oscille autour d'une position d'équilibre au cours du cycle. Il s'approche de l'orifice pendant la phase de soufflage et s'en éloigne pendant l'aspiration.

L'écoulement au sein de ces deux régions est détaillé dans la suite de ce travail.

3.3.1. L'écoulement en champ proche

Smith et Glezer [SMI-98] étudient expérimentalement l'épanouissement du jet synthétique généré avec un actionneur bidimensionnel ($l_j=150d$) pour des valeurs de nombre de Reynolds Re_{l_0} (II.33) comprises entre 1.4×10^3 et 3×10^4 .

Les trajectoires $z_j(t)$ des paires de tourbillons relevées sont représentées en fonction du Reynolds dans un système d'axe rendu sans dimension à l'aide de la longueur de pénétration L_0 (II.31) et de la période T_j de l'actionneur (Figure 1.1.3). Ces courbes tracées dans un système d'axe sans dimension se superposent parfaitement quelque soit le nombre de Reynolds de l'expérience. Les trajectoires sont auto-semblables.

A partir des trajectoires, les auteurs déduisent l'évolution temporelle de la vitesse d'advection $U_c(z, t)$ définie par :

$$U_c(z, t) = \frac{dz(t)}{dt}, \quad (\text{II.41})$$

Les évolutions des vitesses d'advection obtenues pour les différents nombres de Reynolds Re_{L_0} sont adimensionnées par U_0 (II.29) et T_j (Figure II.30).

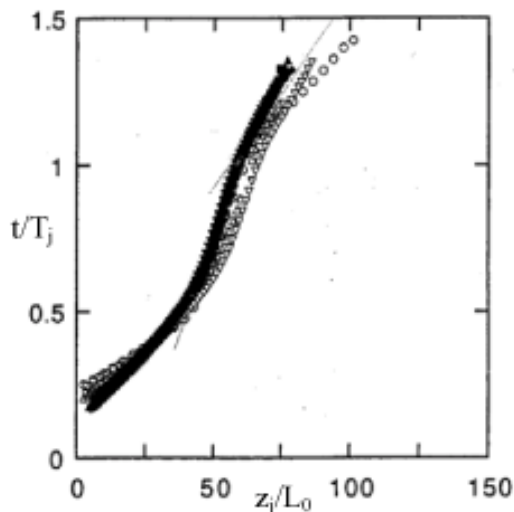


Figure II.29 : Trajectoires de la paire de tourbillons pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_{L_0} comprises entre 1.3×10^3 et 30×10^3 [SMI-98]

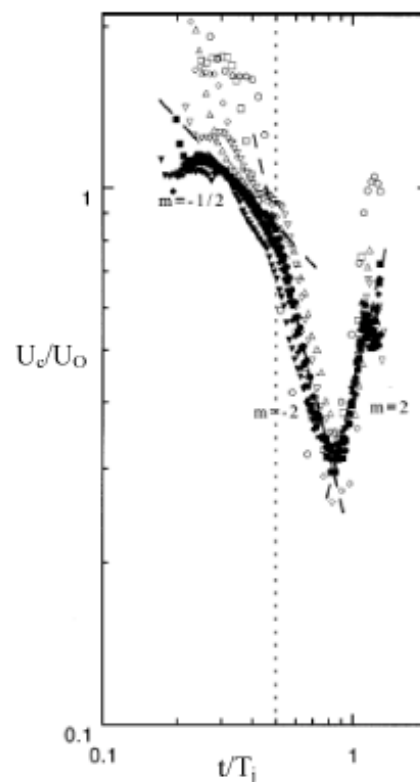


Figure II.30 : Vitesse de convection des structures tourbillonnaires pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_{L_0} (cf. légende Figure II.29). m est la valeur de la pente logarithmique. [SMI-98]

Les auteurs distinguent ainsi quatre périodes au cours d'un cycle :

- Pour $t/T_j < 0.25$, la vitesse de formation de la paire de tourbillons est de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne de soufflage U_0 . Spatialement, cette phase s'étend jusqu'au détachement complet des tourbillons de l'orifice. Les images Schlieren[†] obtenues par la même occasion, illustrent la naissance des tourbillons (Figure II.31.1 et 2).

[†] Les images Schlieren, aussi appelées strioscopiques, sont utilisées pour visualiser les fluides compressibles autour d'objets. Le système de base utilise de la lumière issue d'une source monochromatique. Pour un fluide uniforme, l'image est régulière et toute trace de turbulence se traduit par un effet miroitant comparable aux "mirages" visibles sur les surfaces chaudes.

- Pour $0.25 \leq t/T_j < 0.5$ (Figure II.31.3 et 4), la paire de tourbillons est initialement laminaire et la vitesse d'advection diminue comme $(t/T_j)^{-0.5}$. La transition laminaire/turbulente est marquée par un changement de pente déclenché par la phase d'aspiration. L'inversement de l'écoulement est probablement à l'origine du développement d'instabilités qui favorisent la transition. La transition se produit pour $x/L_0 \approx 40$.
- Après la transition (Figure II.31.5 et 6), pour $0.5 \leq t/T_j < 0.8$, la vitesse d'advection de la paire de tourbillons diminue comme $(t/T_j)^{-0.2}$ pour atteindre son minimum en $t/T_j \approx 0.8$. Cette diminution est plus importante que celle d'une paire de tourbillons laminaires et beaucoup plus grande que celle d'une paire de tourbillons turbulents. Cette phase s'étend entre $40 \leq x/L_0 \leq 60$.
- Pour $0.8 \leq t/T_j < 1.3$ (Figure II.31.7), la vitesse d'advection augmente comme $(t/T_j)^2$ jusqu'à ce que la paire de tourbillons se dissipe et forme un jet continu, pour $x/L_0 \approx 75$.

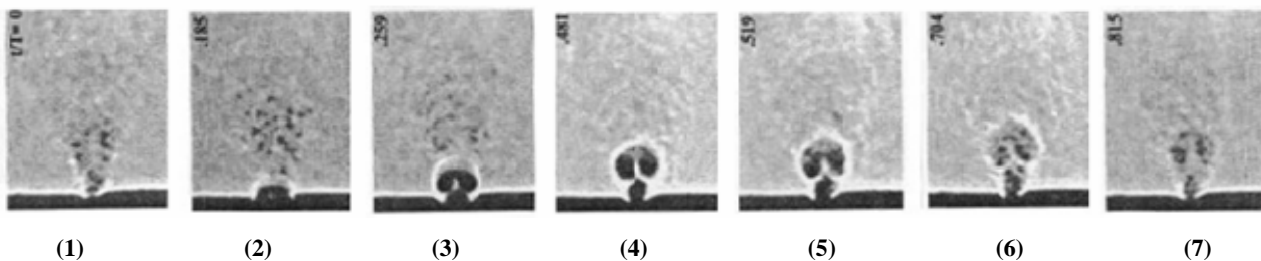


Figure II.31 : Images Schlieren de l'écoulement de jet synthétique à différents instants, t/T_j , pour $Re_{v_0} = 18124$. Les quatre premières images correspondent à la phase de soufflage et les trois dernières à la phase d'aspiration [SMI-98]

Il est important de remarquer que cette dynamique d'écoulement est observée pour des tourbillons initialement laminaires. Pour des gammes de nombre de Reynolds plus grands, la transition est déclenchée plus tôt, dès la sortie de l'orifice.

Selon Smith et Glezer [SMI-98] les structures tourbillonnaires sont complètement caractérisées par la longueur de pénétration L_0 (II.31) et par le nombre de Reynolds Re_{v_0} (II.32). Smith et Swift [SMI-03] réalisent une étude paramétrique avec des visualisations Schlieren d'écoulements de jet synthétique (Figure II.32).

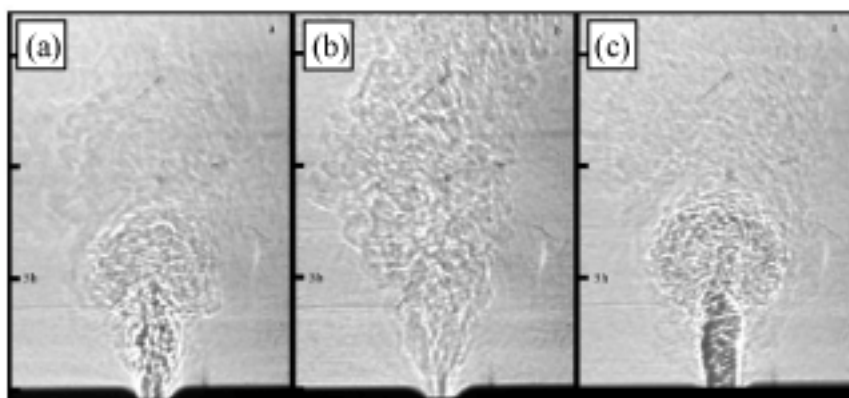


Figure II.32 : Visualisation Schlieren d'écoulements de jet synthétique à $\Phi_2=90^\circ$, pour différentes longueurs de pénétration L_0 et nombre de Reynolds Re_{v_0} , (a) $L_0=13.5$, $Re_{v_0}=695$, (b) $L_0=81$, $Re_{v_0}=2090$ et (c) $L_0=17$, $Re_{v_0}=2200$ [SMI-03]

Ces visualisations montrent que :

- L_0 caractérise la longueur de pénétration du jet synthétique et de la paire de tourbillons dans le domaine fluide extérieur Ω_f . Pour une longueur de pénétration de l'ordre de 15 (Figure II.32.a et c), les structures tourbillonnaires sont situées à environ $z_j/d=7$ de l'orifice tandis que pour $L_0=81$ (Figure II.32.b), elles sont au dessus de $z_j/d=15$.
- le nombre de Reynolds traduit l'agitation turbulente du jet synthétique initié par le développement des tourbillons. En effet, pour $Re_{U_0} \approx 2000$ (Figure II.32.b et c), les contrastes de gris associés à la présence de microstructures turbulentes sont plus importants que pour $Re_{U_0} = 695$ (Figure II.32.a).

3.3.2. L'écoulement en champ lointain

La dissipation des tourbillons marque le commencement d'un second domaine dans lequel le jet est turbulent et pleinement développé. Afin de caractériser cet écoulement, les chercheurs s'intéressent à l'écoulement moyen et le comparent à un jet continu turbulent conventionnel [SMI-03].

Pour un écoulement de jet synthétique, les vitesses longitudinale $U_z(\vec{X}_j)$ et transversale $U_x(\vec{X}_j)$ moyennes en point du domaine fluide Ω_f de coordonnées \vec{X}_j sont définies par :

$$U_z(\vec{X}_j) = \frac{2}{T_j} \int_0^{T_j/2} u_z(\vec{X}_j, t) dt, \quad (\text{II.42})$$

$$U_x(\vec{X}_j) = \frac{2}{T_j} \int_0^{T_j/2} u_x(\vec{X}_j, t) dt, \quad (\text{II.43})$$

Les profils de vitesse moyenne $U_z(x_j)$ et $U_x(x_j)$ dans le plan de symétrie de la fente sont reportés pour différentes distances à la paroi z_j . Ils sont adimensionnés par la largeur du jet $b(z_j)$ à l'abscisse considérée et par la vitesse au centre $U_z(0)$. La largeur du jet $b(z_j)$ à la distance z_j de la paroi de l'actionneur est définie comme la longueur pour laquelle :

$$U_z\left(\frac{b(z_j)}{2}, 0, z_j\right) = \frac{U_z(0, 0, z_j)}{2}, \quad (\text{II.44})$$

Une parfaite superposition des profils de vitesse est observée pour l'ensemble des distances à la paroi considérée (Figure II.33). La propriété des profils auto-semblables est caractéristique des écoulements de jet turbulents pleinement développés qui est vérifiée en comparant les profils de vitesses $U_z(\vec{X}_j)$ du jet synthétique à celui d'un jet continu, la concordance des profils est à nouveau observée (Figure II.34). L'écoulement moyen dans le champ lointain est donc comparable à un écoulement de jet 2D continu, turbulent, pleinement développé.

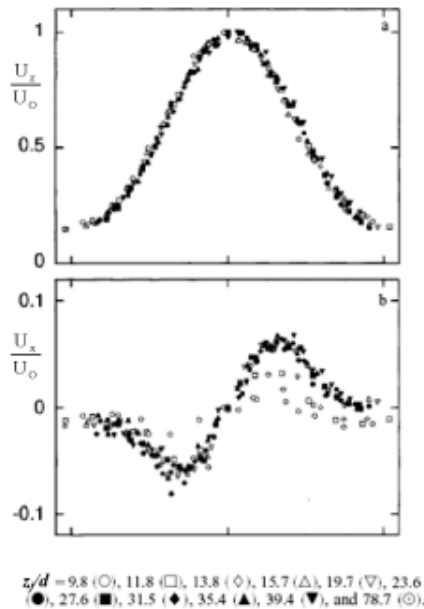


Figure II.33 : Profils de vitesse (a) longitudinale et (b) transversale pour plusieurs distances à la fente z_j/d [SMI-98]

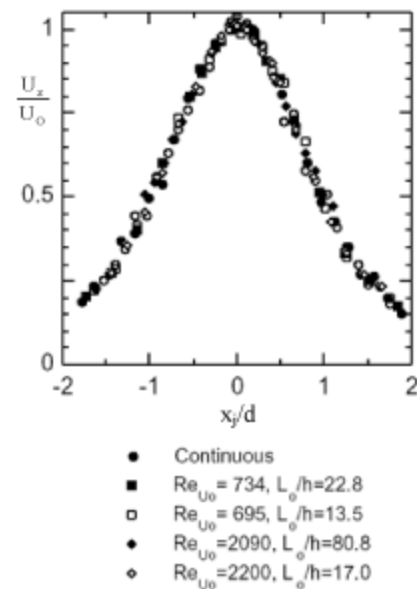


Figure II.34 : Comparaison du profil de vitesse longitudinale moyenne entre un jet synthétique et un jet continu turbulent [SMI-03]

Smith propose une interpolation de ces profils sous la forme [SMI-03] :

$$U_z(x_j, z_j) = U_0 \left(1 - \tanh^2 \left(\chi \frac{x_j}{z_j} \right) \right), \quad (\text{II.45})$$

où χ est le paramètre de l'interpolation.

Bien que les profils de vitesse soient comparables, l'évolution des caractéristiques fluides en fonction de la distance à la paroi z_j d'un jet continu [GUT-76] et synthétique [SMI-03] sont différentes. Les principales différences sont résumées dans la Table II.2.

La réduction de la hauteur z_j pour laquelle le jet synthétique devient pleinement turbulent et la réduction du gradient de vitesse longitudinal par rapport au jet turbulent continu indiquent que l'écoulement de jet synthétique favorise le brassage turbulent en proche paroi et pénètre d'avantage dans le domaine fluide extérieur.

Grandeur comparée	Jet synthétique	Jet turbulent continu
<i>Hauteur de jet pleinement turbulent</i>	$z_j = 10d$	$z_j = 40d$
<i>Vitesse longitudinale au centre $U_z(0)$</i>	$(z_j)^{-0.58}$ pour $z_j < 80d$ $(z_j)^{-0.25}$ pour $z_j \geq 80d$	$(z_j)^{-0.5}$
<i>Epanouissement du jet</i> $\frac{db(z_j)}{dz_j}$	$(z_j)^{0.88}$	z_j
<i>débit volumique $Q(z_j)$</i>	$(z_j)^{0.33}$	$(z_j)^{0.5}$

Table II.2 : Comparaison de l'évolution des grandeurs caractéristiques de jet synthétique dans le champ lointain et turbulent continu en fonction de la distance à la paroi z_j

En revanche, l'épanouissement du jet et le débit volumique $\overline{Q}(z_j)$ des jets défini par :

$$\overline{Q}(z_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_z(x_j, y_j, z_j) dx_j dy_j, \quad (\text{II.46})$$

augmente plus rapidement pour un jet continu que pour le jet synthétique. Toutefois les observations de l'écoulement de jet synthétique suggèrent que le volume de fluide entraîné par la paire de structures tourbillonnaires présentes dans le champ proche, est égal sur l'ensemble du domaine fluide à $4Q_0$, avec :

$$Q_0 = U_o \Sigma_j, \quad (\text{II.47})$$

le débit calculé immédiatement à la sortie de l'orifice. Cette particularité est un réel avantage lorsqu'il s'agit de faire interagir un écoulement de jet synthétique avec un autre écoulement. En effet, le jet synthétique est capable d'entraîner d'avantage de fluide dès sa sortie de l'orifice.

Dans la section suivante, l'influence des paramètres géométriques de l'actionneur est présentée à partir de résultats bibliographiques.

3.4. Influence de la géométrie de l'actionneur

L'architecture de l'actionneur conditionne la dynamique de l'écoulement. Parmi les paramètres géométriques influents, les formes de l'orifice et de la cavité sont les plus étudiées.

3.4.1. Influence de l'orifice

Les paires de tourbillons du jet synthétique sont formées à partir du décollement de la couche limite le long des parois de l'orifice. Le décollement résulte du gradient de pression exercé sur l'écoulement entre l'intérieur et la sortie de l'orifice. Le rapport entre l'épaisseur h et la largeur d de l'orifice joue un rôle significatif sur la forme du profil spatial de vitesse en sortie d'orifice (Figure II.35) :

- Pour $h=0$, cas d'une plaque infiniment fine, il n'y a pas de développement de couche limite le long des bords de l'orifice. Le profil de vitesse longitudinale a la forme d'un créneau biseauté avec des "épaules" correspondant aux extrema de vitesse. L'écoulement est quasi-symétrique entre les phases d'aspiration et de soufflage.
- Lorsque ce rapport augmente et atteint $h=0.4d$, le profil de vitesse s'arrondit et les pics de vitesse maximale se rapprochent du centre de l'orifice [MIT-01].
- A partir de la valeur $h=2d$, le profil de vitesse est parabolique et devient insensible à ce paramètre. Dans ce cas, les couches limites qui se développent sur les parois de l'orifice sont pleinement développées.

La valeur particulière $h/d=2$ est une valeur critique pour laquelle l'origine des pertes énergétiques à l'intérieure de l'orifice s'inverse :

- Lorsque $h/d \leq 2$, les pertes énergétiques sont mineurs. Elles se présentent sous forme de pertes visqueuses essentiellement liées au développement de la couche limite sur la paroi de l'orifice.

- Lorsque $h/d \geq 2$, les pertes énergétiques sont majeures. Elles sont alors non linéaires ($\approx U_j^2$) et sont liées au gradient de pression entre l'intérieur et la sortie de l'orifice. L'évolution spatiale du profil de jet synthétique à la sortie de l'orifice est parabolique et l'écoulement est pleinement développé dans le conduit.

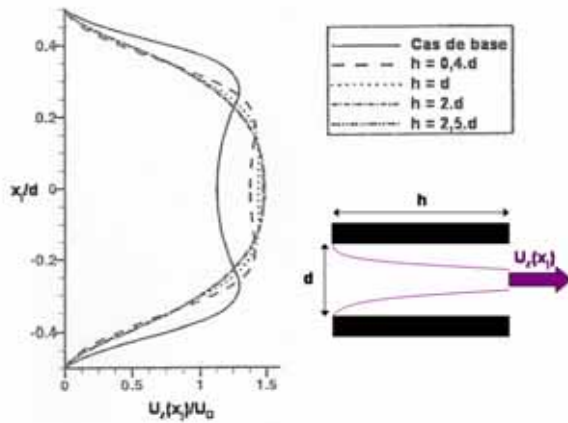


Figure II.35 : Profil de vitesse longitudinale pour plusieurs rapports h/d [LEE-02]

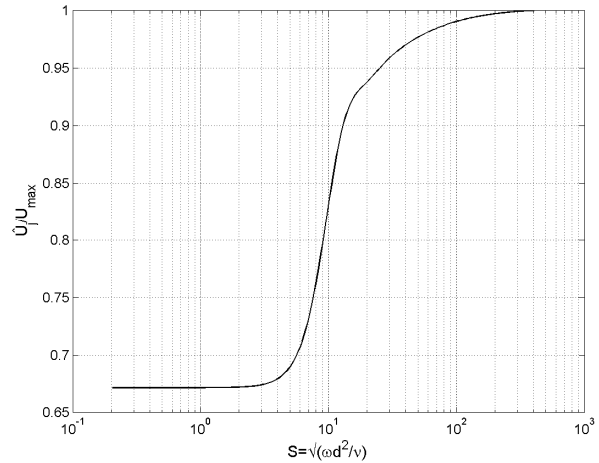


Figure II.36 : Rapport entre la moyenne spatiale de la vitesse sur la largeur de la fente et la vitesse au centre en fonction du nombre de Stokes S_j [GAL-03]

Une évolution comparable des profils de vitesse à la sortie de l'orifice est observée par Gallas *et al.* [GAL-03] lorsque le nombre de Stokes S_j (II.21) diminue. Ce nombre compare les effets visqueux le long des parois de l'orifice aux effets inertiels de l'écoulement oscillant dans l'orifice formé sous l'effet de la variation du volume de la cavité. La définition du nombre de Stokes proposée avec la relation (II.21) est valable lorsque l'écoulement est pleinement développé et que les échelles caractéristiques de longueur des deux effets sont du même ordre de grandeur. Cependant, lorsque la couche limite n'est pas pleinement développée, le nombre de Stokes peut être défini par :

$$S_j = \sqrt{\frac{\omega_j d^2}{\nu}} = \sqrt{\frac{\omega_j h d}{\nu/d h}}, \quad (\text{II.48})$$

Sous cette forme, S_j tient compte de l'influence du rapport entre l'épaisseur et la largeur de l'orifice et valide les observations observées précédemment.

D'autre part, lorsque l'écoulement est pleinement développé, $h/d \geq 2$, la distribution de vitesse à travers la fente peut être raisonnablement modélisée comme un écoulement soumis à un gradient de pression oscillant [GAL-03]. Dans le cas d'une fente bidimensionnelle, l'évolution du profil de vitesse dans un conduit rectangulaire est de la forme :

$$\frac{U_z(x_j, t)}{U_{\max}} = i \frac{8}{S_j^2} \left[1 - \frac{\cosh(x_j S_j \sqrt{i})}{\cosh(0.5 S_j \sqrt{i})} \right], \quad (\text{II.49})$$

L'intégration de l'équation (II.49) à travers la fente permet de connaître l'évolution du rapport entre la moyenne spatiale de la vitesse \hat{U}_j et la vitesse au centre de la fente U_{\max} en fonction du nombre Stokes (Figure II.36).

L'évolution du ratio \hat{U}_j/U_{\max} en fonction de S_j (Figure II.36) montre que lorsque le nombre de Stokes tend vers zéro, le ratio \hat{U}_j/U_{\max} tend asymptotiquement vers 0.67. Cette valeur correspond à un profil de type Poiseuille pour un conduit rectangulaire (pour un orifice circulaire, la valeur limite est égale à 0.5). A l'inverse, lorsque S_j augmente, le ratio \hat{U}_j/U_{\max} tend vers 1, valeur associée à un profil de vitesse uniforme.

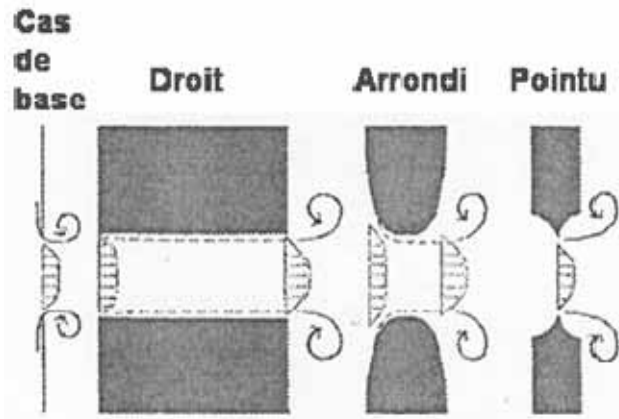


Figure II.37 : Formes d'orifices étudiées par Lee [LEE-02]

Pour un rapport h/d fixé, Lee [LEE-02] examine numériquement l'influence de parois droites, arrondies et pointues sur le profil de jet en sortie d'orifice (Figure II.37). Les simulations montrent qu'avec l'orifice arrondi :

- le pic de vitesse longitudinale est 20% plus faible,
- le pic de vitesse transversale est multiplié par 4,
- le pic de vorticité est augmenté de 40%,

par rapport aux résultats obtenus avec la paroi droite.

La forme arrondie des parois rallonge la longueur sur laquelle la couche limite se développe et retarde son détachement. De plus, l'orifice arrondi entraîne d'avantage de fluide pendant la phase d'aspiration puisqu'il favorise le développement de l'écoulement convergent (Figure II.28).

Avec l'orifice pointu :

- le pic de vitesse longitudinale est 20% plus élevé qu'avec l'orifice droit,
- la vitesse transversale et la vorticité sont inchangées.

Par ailleurs, ces variations de vitesse longitudinale ne modifient, pour aucun des trois orifices, la vitesse de convection $U_c(z, t)$ de la paire de structures tourbillonnaires (II.41). Il n'y a donc pas de modification significative des écoulements, externe ou interne.

L'influence de la forme de la surface de sortie, rectangulaire ou circulaire, est étudiée par Watson *et al.* [WAT-03]. Pour des surfaces de sorties égales, il constate que le fluide issu de l'orifice rectangulaire est plus turbulent que celui issu de l'orifice circulaire, tout en conservant des vitesses maximales égales pendant la phase de soufflage. Schaeffler [SCH-03] complète cette étude en examinant l'écoulement issu d'une fente de

type circulaire et elliptique à surface constante. Il constate que l'écoulement de jet synthétique obtenu avec l'orifice elliptique :

- nécessite une variation de volume ΔV plus importante pour éjecter les structures tourbillonnaires,
- est dominé par l'écoulement de jet continu turbulent du champ lointain car les structures tourbillonnaires, plus étendues dans le sens de la largeur, sont moins stables (la répartition des contraintes n'étant pas homogène comme pour un anneau circulaire).

Par ailleurs, en répartissant la surface de ces fentes sur plusieurs orifices, Watson [WAT-03] note que le débit Q_0 (II.48) est conservé tandis que la vorticité des tourbillons est augmentée si les orifices sont suffisamment éloignés pour que les structures tourbillonnaires n'interagissent pas entre elles.

3.4.2. Influence de la cavité

Rizzetta *et al.* [RIZ-99] constatent numériquement qu'à nombre de Reynolds fixé, la quantité de mouvement I_0 (II.30) délivrée par le jet synthétique augmente avec la diminution de la hauteur de la cavité. Utturkar *et al.* [UTT-02] explorent numériquement l'influence de l'architecture de la cavité sur la formation d'un jet synthétique bidimensionnel en faisant varier le rapport entre la profondeur H et la largeur W de celle-ci (Figure II.38). De plus, il complète cette analyse en examinant l'influence de la répartition des membranes dans la cavité. L'amplitude des membranes est calculée de telle façon que la variation totale du volume de la cavité soit constante pour les cinq configurations.

Les champs de vorticité Ω_y (III.15) montrent que la formation des structures tourbillonnaires et le développement du jet synthétique ne varient pas avec le paramètre H/W (Figure II.39). Seul le volume déplacé ΔV au cours d'un cycle par les parois oscillantes est dimensionnant. Toutefois, lorsque la variation du volume de la cavité n'est pas symétrique (Figure II.39.b), une dérive horizontale du jet est obtenue du côté de l'excitation et n'est visible sur aucun des cas symétriques. Ces résultats sont cependant numériques et aucun travail expérimental ne l'a validé à ce jour.

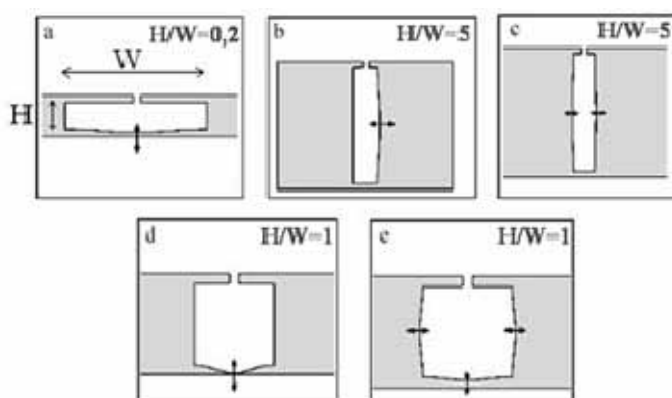


Figure II.38 : Formes et moyens de variation du volume de la cavité étudiés numériquement. La double flèche indique que la paroi est oscillante [UTT-02]

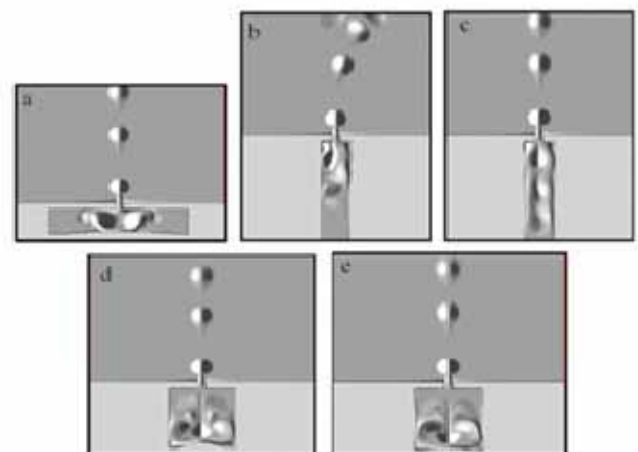


Figure II.39 : Champs de vorticité Ω_y pour différentes formes de cavité [UTT-02]

La possibilité d'orientation du jet synthétique est également obtenue par Smith et Glezer [SMI-02], en ajoutant une "marche" sur l'un des côtés de la sortie de l'orifice. L'effet d'aspiration du côté de la marche est

réduit tandis que la répartition de vitesse moyenne est inchangée sur la surface de sortie. L'effet d'aspiration est donc augmenté sur l'autre côté et le point selle est décalé du côté de la marche.

La cavité joue plutôt un rôle sur la réponse dynamique de l'actionneur de jet synthétique. En effet, les dimensions de la cavité définissent la fréquence de résonance acoustique, ou fréquence de Helmholtz f_h (D.4) de la cavité [GAL-05] :

- Lorsque $f_j < 0.5f_h$, les effets de compressibilité à l'intérieur de la cavité sont négligeables.
- Sinon, les effets de compressibilité deviennent prépondérants sur la réponse de l'actionneur.

Dans le chapitre suivant, une troisième possibilité d'orientation de l'écoulement de jet est observée en positionnant deux jets synthétiques déphasés l'un à côté de l'autre [SMI-99].

3.5.Synthèse

L'étude bibliographique du développement et de la topologie de l'écoulement de jet synthétique seul a permis de constater que :

- L'écoulement de jet synthétique est caractérisé par l'émission périodique de structures tourbillonnaires émises sous réserve du respect d'un critère de formation (II.38).
- Le développement des structures tourbillonnaires gouverne, dans le champ proche, un écoulement de type convergent.
- L'écoulement est dans le champ lointain comparable à un écoulement de jet "turbulent" continu pleinement développé possédant des caractéristiques énergétiques avantageuses.

Par ailleurs, l'architecture de l'actionneur et les dimensions :

- de son orifice influencent peu l'écoulement dès lors que sa hauteur h est deux fois plus grande que sa largeur d ,
- de sa cavité n'influencent pas l'écoulement, mais la réponse dynamique de l'actionneur,
- de symétrie de variation du volume ΔV agissent sur la symétrie de l'écoulement.

La dynamique de l'écoulement résultant de jet synthétique dépend tout de même de l'architecture de l'actionneur qui lui donne naissance. Toutefois, cette étude se concentre sur les caractéristiques instationnaires de l'écoulement de jet synthétique nécessaire au contrôle des écoulements. Il existe un outil de dimensionnement des actionneurs de jet synthétique développé par Gallas [GAL-05] présenté dans l'Annexe D et utilisé dans le Chapitre IV.2 pour dimensionner un système expérimental.

La dynamique particulière du jet synthétique seul étant à présent caractérisée, le chapitre suivant s'intéresse aux possibilités de contrôle des écoulements par jet synthétique.

Chapitre II.4 - Le jet synthétique en interaction

Le chapitre précédent a montré que le jet synthétique permet de disposer d'une source pariétale de quantité de mouvement pour laquelle les échelles caractéristiques de longueur et de temps sont maîtrisées. Cette particularité est extrêmement intéressante dans la perspective de réaliser du contrôle d'écoulement puisqu'il devient possible de combiner l'influence de deux grandeurs physiques pour modifier l'écoulement à contrôler : le coefficient de quantité de mouvement C_μ et la fréquence réduite F_w^+ . De nombreux travaux démontrent d'ores et déjà l'efficacité du contrôle par jet synthétique sur des configurations académiques (cylindre, plaque plane) ou aéronautiques (profil d'aile). Dans la suite de ce chapitre, l'étude bibliographique se concentre sur trois exemples d'écoulement contrôlé par jet synthétique :

- Un écoulement décollé,
- Un écoulement à orienter,
- Un autre écoulement de jet synthétique.

Ce chapitre a pour objectif de dresser un état de l'art des travaux réalisés sur le thème du contrôle par jet synthétique qui nous ont inspirés pour l'application automobile de ce travail de thèse.

4.1. Contrôle des écoulements décollés

Un écoulement décollé se caractérise par la présence d'une zone de recirculation dans laquelle les vitesses sont faibles et les pertes énergétiques importantes. C'est pourquoi les aérodynamiciens essaient d'en limiter le développement. L'une des solutions consiste à placer un écoulement de jet synthétique en amont du décollement naturel pour qu'il interagisse avec l'écoulement principal. Les nouveaux nombres adimensionnés caractéristiques de l'interaction sont tout d'abord définis.

4.1.1. Les nombres adimensionnés de l'interaction

Lorsqu'un objet de longueur caractéristique D_∞ est positionné dans un écoulement aérodynamique de vitesse infinie amont U_∞ , l'écoulement qui se développe dans le sillage de l'objet est animé d'un lâché alternatif de structures tourbillonnaires, de type instabilité de Von Karman (Figure II.40). L'échelle de temps caractéristique du sillage, ou encore d'émission des tourbillons, est définie par :

$$t_w = \frac{D_\infty}{U_\infty} = \frac{1}{f_w}, \quad (\text{II.50})$$

où f_w est la fréquence de lâché des structures tourbillonnaires dans le sillage associée au temps caractéristique t_w .

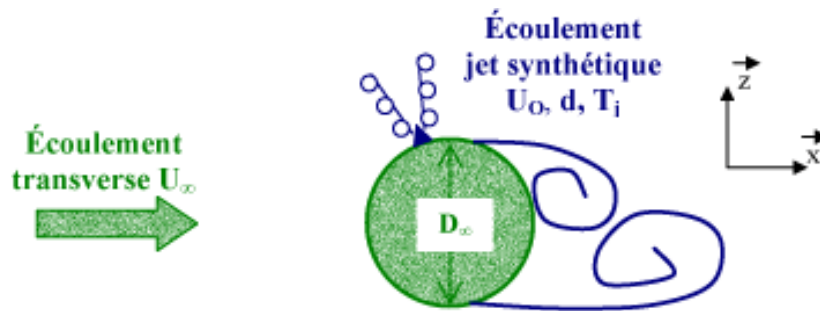


Figure II.40 : Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et aérodynamique en interaction

Le premier nombre sans dimension utilisé pour caractériser l'interaction entre l'écoulement de jet synthétique et l'écoulement transverse repose sur le rapport des échelles de temps caractéristiques [GLE-05] :

$$F_w^+ = \frac{t_w}{T_j} = \frac{f_j}{f_w}. \quad (\text{II.51})$$

La fréquence réduite de l'interaction F_w^+ représente ainsi le rapport entre la fréquence d'injection de structures tourbillonnaires issues de l'actionneur de jet synthétique et la fréquence de formation naturelle des structures tourbillonnaires qui prennent naissance par décollement des couches limites et qui sont émises dans le sillage de la géométrie.

Cependant, les structures émises par le jet synthétique agissent essentiellement en proche paroi, dans une zone dont l'échelle est celle de la couche limite. En prenant comme échelle de longueur de la nappe de cisaillement deux fois l'épaisseur de couche limite δ_∞ qui se développe sans contrôle à la surface de la géométrie et comme échelle de vitesse la vitesse de l'écoulement incident U_∞ sur deux (Figure II.41), une échelle de temps correspondante est définie par :

$$t_H = \frac{4\delta_\infty}{U_\infty} = \frac{1}{f_H}, \quad (\text{II.52})$$

où f_H est la fréquence associée à t_H [HUE-85]. Cette échelle de temps, plus petite que t_w , est alors représentative des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la nappe de cisaillement issue du décollement des couches limites.

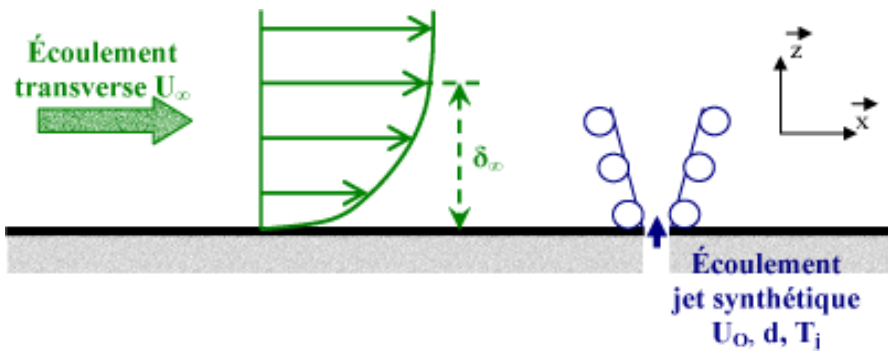


Figure II.41 : Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et de couche limite en interaction

La fréquence réduite correspondante est définie par :

$$F_H^+ = \frac{t_H}{T_j} = \frac{f_j}{f_H}. \quad (\text{II.53})$$

Tian *et al.* [TIA-06] illustrent expérimentalement l'existence de ces deux fréquences dans le mécanisme de décollement des couches limites et de formation des structures tourbillonnaires dans le sillage d'un profil d'aile (Figure II.42).

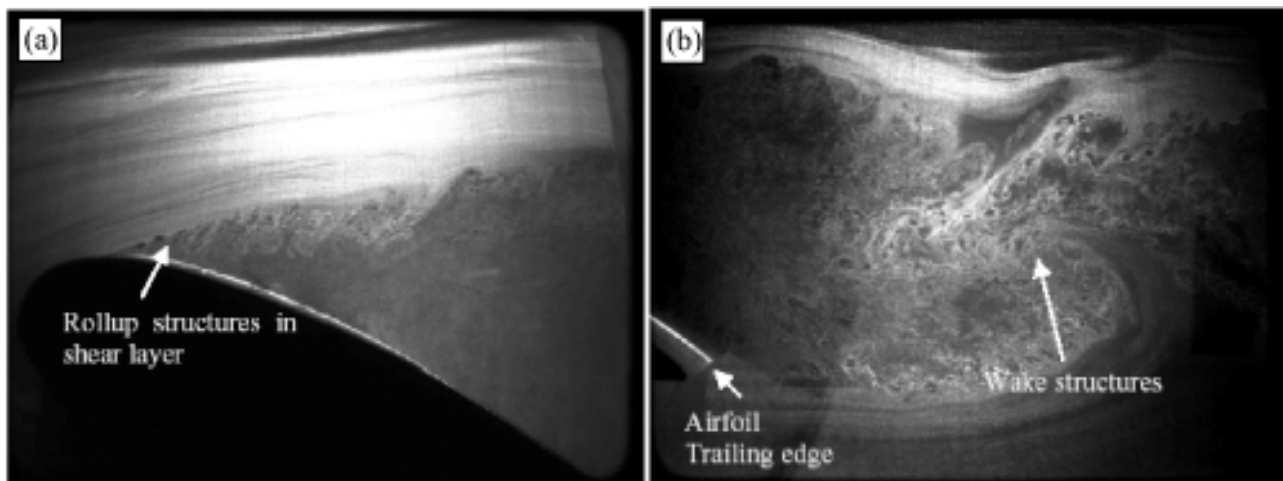


Figure II.42 : Structure de l'écoulement dans la région décollé de sillage, (a) instabilité de Kelvin-Helmholtz et (b) instabilité de Von Karman [TIA-06]

La distinction entre ces deux fréquences réduites est à la base de la problématique du contrôle par jet synthétique. L'enjeu étant de comprendre dans quelle mesure et laquelle des instabilités, Von Karman ou Kelvin-Helmholtz, il faut exciter pour contrôler efficacement l'écoulement aérodynamique (§ II.4.1.3.1).

D'autre part, la quantité de mouvement I_∞ associée au déplacement de la géométrie à la vitesse U_∞ dans le domaine fluide Ω_f est donnée par :

$$I_\infty = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S_\infty, \quad (\text{II.54})$$

où S_∞ est le maître couple de la géométrie. Pour une étude bidimensionnelle, le maître couple est assimilé à la longueur caractéristique de la géométrie D_∞ en supposant que l'envergure de la géométrie est unitaire.

Le second paramètre utilisé pour quantifier l'interaction entre les deux écoulements est le coefficient de quantité de mouvement C_μ . Il exprime le rapport entre la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique, I_0 (II.30) ou \bar{I}_j (II.26), et la quantité de mouvement de l'écoulement à contrôler I_∞ [AMI-01] :

$$C_\mu = \frac{I_0}{I_\infty}, \quad (\text{II.55})$$

ou

$$C_\mu = \frac{\bar{I}_j}{I_\infty}. \quad (\text{II.56})$$

De nombreuses définitions du coefficient de quantité de mouvement sont retrouvées dans la littérature. Son expression la plus simple est de la forme suivante [SEI-93] :

$$C_\mu = \frac{U_0^2 \Sigma_j}{U_\infty^2 S_\infty}. \quad (\text{II.57})$$

Cette écriture du coefficient de quantité de mouvement ne tient pas compte des effets de compressibilité de l'air dans la cavité et les masses volumiques de l'air dans la cavité ρ_j et dans le domaine fluide extérieur ρ_∞ sont considérées égales.

Maintenant que les paramètres d'études sont définis, intéressons nous au contrôle d'une couche limite par jet synthétique.

4.1.2. Interaction sur plaque plane

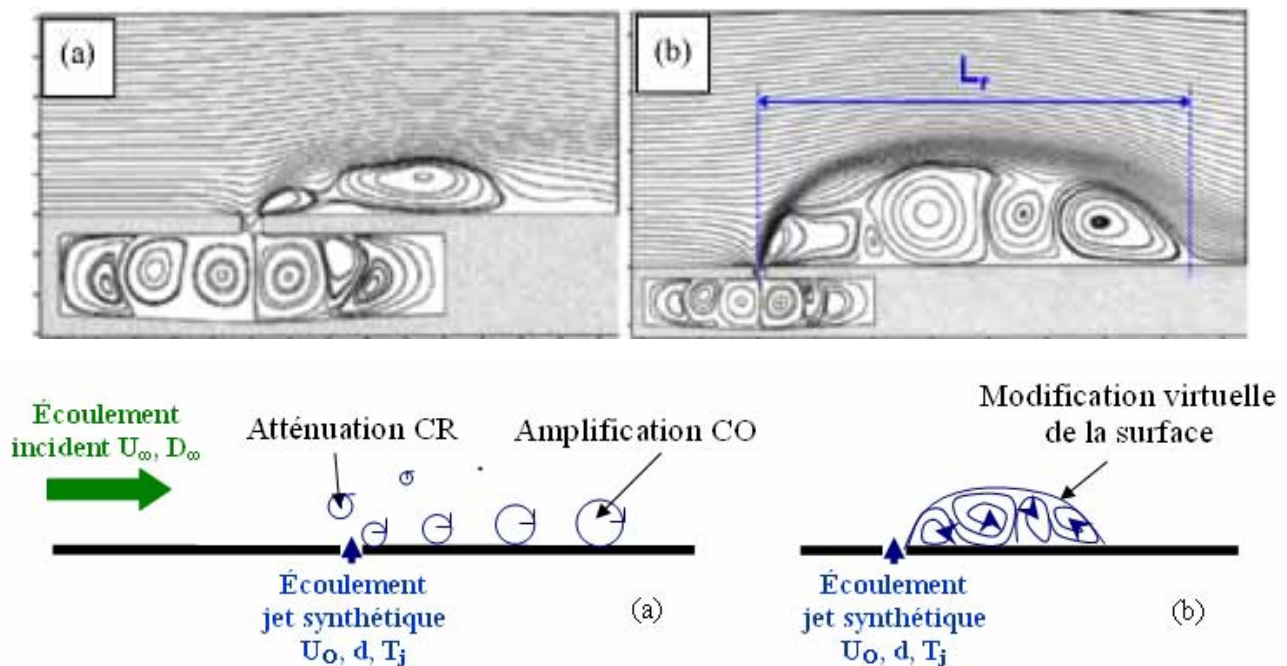


Figure II.43 : Caractérisation numérique du domaine d'interaction (a) dynamique et (b) stationnaire entre un écoulement de jet synthétique et de couche limite de Blasius [MIT-02] et représentation schématique

Le domaine d'interaction résultant de l'introduction d'un écoulement de jet synthétique dans une couche limite prend différentes formes en fonction du produit entre la fréquence réduite et le coefficient de quantité de mouvement [HON-00] : dynamique ou stationnaire. Mittal *et al.* [MIT-02] mettent en évidence numériquement les deux formes de domaines d'interaction (Figure II.43).

Le domaine d'interaction dynamique est caractérisé par l'émission et l'advection des structures tourbillonnaires issues du jet synthétique en aval de l'écoulement incident (Figure II.43.a). Il est obtenu lorsque les échelles de temps caractéristiques des deux écoulements sont suffisamment proches, $F_w^+ \approx 1$ (II.51). Les travaux de Schaeffler *et al.* [SCH-03] illustrent la cinétique des tourbillons dans ce régime d'interaction à l'aide de l'évolution d'une ligne de particules initialement en Σ_j sur plusieurs cycles d'actionnement de jet synthétique et des lignes de courant correspondantes (Figure II.44) :

- Pendant la phase de soufflage, la formation de la paire de tourbillons éloigne les lignes de courant de la plaque plane. Le détachement de la paire de structures tourbillonnaires, aussi appelé "Pinch-off" [GLE-88], est favorisé par l'écoulement de couche limite.
- La structure tourbillonnaire contrarotative (CR) subit le rotationnel adverse de la couche limite qui atténue son intensité et augmente sa vitesse de convection. Elle s'enroule alors autour de la seconde structure tourbillonnaire (Figure II.43.a).
- La structure tourbillonnaire co-rotative (CO), dont le rotationnel est accentué par celui de la couche limite, entraîne par viscosité une partie de l'écoulement contenu dans la partie externe de la couche limite vers la paroi et redistribue ainsi l'énergie de l'écoulement favorablement (Figure II.43.a).

La visualisation des lignes de courant proposée par Schaeffler *et al.* [SCH-03] montre que la séparation entre le champ lointain et le champ proche (§ II.3.3) est maintenant inclinée dans le sens de l'écoulement (Figure II.45). L'inclinaison de la ligne de séparation des deux champs suggère que :

- pendant la phase d'aspiration, la cavité est alimentée principalement par l'écoulement amont,
- pendant la phase de soufflage, la majeure partie du jet est contenue dans la moitié aval de l'orifice.

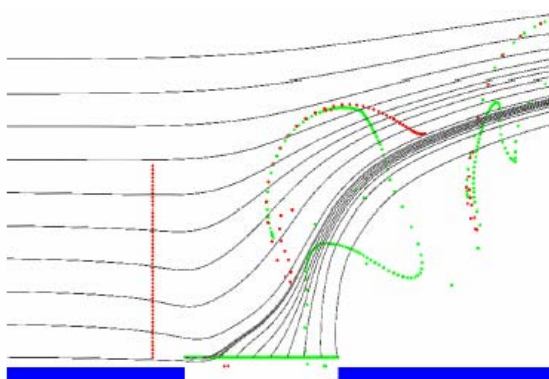


Figure II.44 : Position de particules et lignes de courant à la suite de plusieurs cycles d'actionneur [SCH-03]

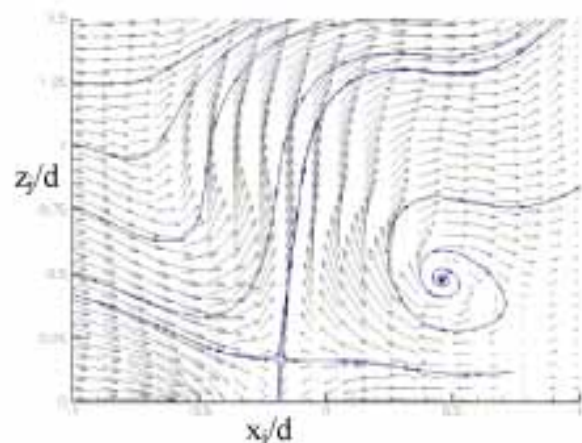


Figure II.45 : Vecteurs vitesses et lignes de courant d'un écoulement de couche limite en interaction avec un écoulement de jet synthétique pendant la phase d'aspiration $\Phi=220^\circ$ [SCH-03]

McCormick [MCC-00] étudie l'utilisation d'actionneurs de type jet synthétique tangentiel (DSJ pour "Direct Synthetic Jet", Figure II.46). Ce type d'actionneur est équipé d'un orifice orienté tangentiellement à l'écoulement de telle manière que :

- pendant la phase d'aspiration, l'épaisseur de la couche limite dans laquelle la vitesse est déficitaire soit ôtée de la couche limite,
- pendant la phase de soufflage, le jet injecte de la quantité de mouvement dans la couche limite directement dans le sens de l'écoulement.

Ce jet synthétique particulier modifie ainsi le facteur de forme de la couche limite en proche paroi et favorise sa résistance au décollement par rapport un actionneur de jet synthétique équipé d'un orifice droit. La Figure II.47 représente les profils de vitesse obtenus au cours des deux phases, dans le cas d'une couche limite laminaire. Cependant, Glezer *et al.* [GLE-05] constatent que bien que l'effet local du DSJ soit meilleur, l'effet global du contrôle sur l'écoulement de sillage n'est pas pour autant amélioré.

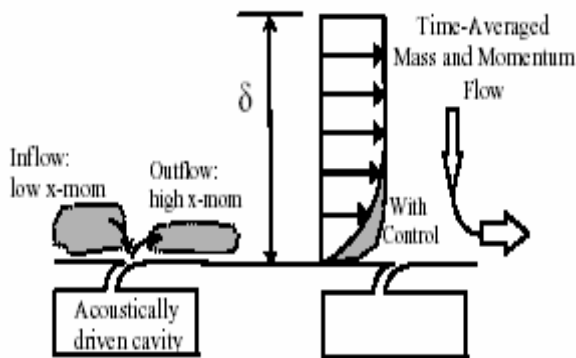


Figure II.46 : Concept du jet synthétique tangentiel (DSJ) [MCC-00]

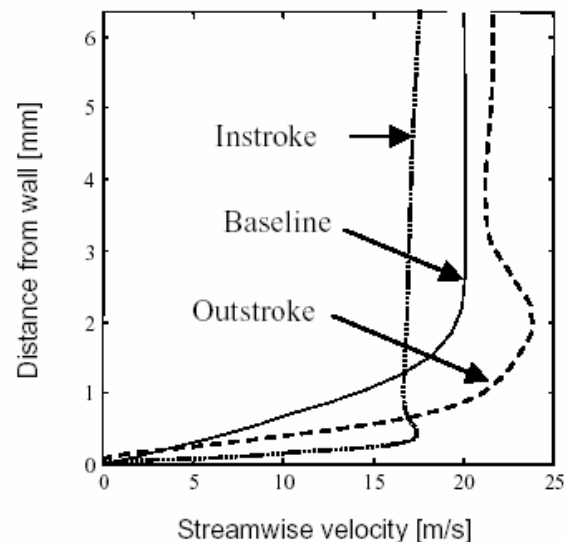


Figure II.47 : Profils de vitesse de couche limite sans contrôle (baseline), pendant les phases d'aspiration (instroke) et de soufflage (outstroke) [MCC-00]

Le domaine d'interaction stationnaire est caractérisé par la formation d'un bulbe de recirculation immédiatement en aval de l'orifice du jet synthétique (Figure II.43.b). Il est obtenu lorsque la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires par le jet synthétique est au moins un ordre de grandeur plus élevé que celle de l'écoulement incident [MIT-02].

Dans ce cas, la longueur de la zone de recirculation L_r est directement liée au coefficient de quantité de mouvement C_μ (II.57) avec l'épaisseur de couche limite comme échelle de longueur de l'écoulement amont, par la relation (Figure II.48) :

$$\log\left(\frac{L_r}{d}\right) \approx 1.03 \log(C_\mu) - 1.05. \quad (\text{II.58})$$

Le coefficient de quantité de mouvement apparaît alors comme le paramètre de contrôle de la longueur du bulbe de recirculation, et non δ/d , le rapport entre l'épaisseur de la couche limite et la largeur de l'orifice, ou Re_δ (II.24), la nombre de Reynolds construit avec l'épaisseur de couche limite comme échelle de longueur.

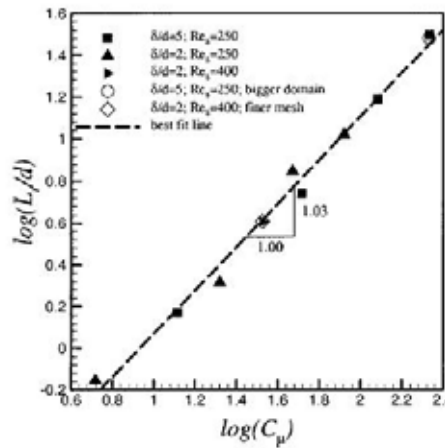


Figure II.48 : Evolution de la longueur du bulbe de recirculation en fonction du coefficient de quantité de mouvement lors de l'interaction entre une couche limite de Blasius et un écoulement de jet synthétique [MIT-02]

Par ailleurs, la zone de recirculation peut être beaucoup plus large que le diamètre d de l'orifice de l'actionneur, jusqu'à $35d$. Cela montre que le jet peut pénétrer et affecter la couche limite sur une longueur bien supérieure au diamètre de l'orifice [MIT-02].

La suite de ce paragraphe présente les résultats bibliographiques portant sur le contrôle d'écoulements décollés en aval de géométries de type cylindre ou profil d'aile. Cette partie est l'occasion de mettre en avant l'influence des paramètres du jet synthétique, C_μ et F_w^+ .

4.1.3. Contrôle de l'écoulement de sillage

Honohan *et al.* [HON-00] s'intéressent au contrôle de l'écoulement de sillage d'un cylindre dans le cas d'un écoulement incident laminaire, $Re=2.15 \times 10^4$. Le jet synthétique est placé à la surface du cylindre à une position azimutale θ de 63° par rapport à l'écoulement incident. Le régime d'interaction est dynamique, $F_w^+ = 2.8$ et le coefficient de quantité de mouvement C_μ (II.57) vaut 2.5×10^{-2} .

Les cartographies de vorticité montrent que les structures tourbillonnaires introduites par le jet synthétique sont advectées par l'écoulement principal sur environ 3 longueurs d'onde d'excitation λ_j , avec :

$$\lambda_j = \frac{U_\infty}{f_j}, \quad (\text{II.59})$$

avant d'être dissipées dans l'écoulement (Figure II.49.b). L'introduction de structures tourbillonnaires par le jet synthétique engendre un recul du point de décollement de $\theta=91^\circ$ à $\theta=111^\circ$ (Figure II.49.a et c). Le recul du point de décollement peut être attribué à la turbulence introduite dans la couche limite. Cependant la diminution des valeurs du tenseur de Reynolds dans l'écoulement décollé montre que la turbulence n'est pas la seule responsable (Figure II.50).

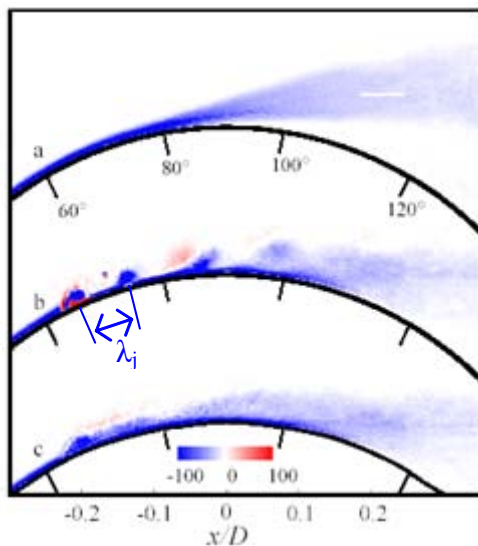


Figure II.49 : Cartographies de vorticité à la surface du cylindre. $F_w^+ = 2.8$. Écoulement (a) non contrôlé, (b) et (c) contrôlé (visualisation instantanée et moyennée dans le temps) [HON-00]

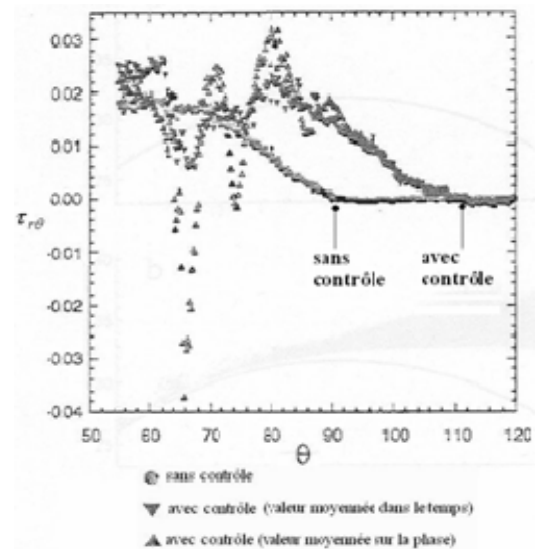


Figure II.50 : Contrainte de cisaillement adimensionnée, le long de la paroi du cylindre en fonction de l'azimut θ [HON-00]

Amitay *et al.* [AMI-97] caractérisent quantitativement l'influence du contrôle sur un cylindre placé dans un écoulement à nombre de Reynolds égal à 1.3×10^5 . Le contrôle permet ainsi de créer de la portance et de réduire la traînée de pression d'environ 30%.

4.1.3.1. Influence de la fréquence réduite F_w^+

La fréquence d'excitation du système est sans aucun doute le paramètre clé du contrôle par jet synthétique [MIT-05] et [KOT-07]. Les performances aérodynamiques des géométries étudiées sont dans tous les cas extrêmement sensibles à la variation de la fréquence réduite [SEI-00], [GRE-03] et [GLE-05]. Ces observations ne supposent pas seulement que les phénomènes physiques mis en jeu par l'interaction sont nombreux et complexes, mais elles suggèrent aussi que le potentiel du contrôle réside dans l'optimisation du schéma de contrôle mis en place autour de ce paramètre.

Honohan *et al.* [HON-00] étudient l'influence de la fréquence du jet synthétique pour le contrôle du décollement de bord d'attaque d'un profil d'aile. Le profil d'aile symétrique est placé à $17,5^\circ$ d'incidence dans un écoulement à nombre de Reynolds, basé sur la corde du profil, égal à 3.1×10^5 .

Un jet synthétique incliné de 60° par rapport à l'écoulement incident est placé en amont de la ligne de décollement naturelle. Le coefficient de quantité de mouvement C_μ est de l'ordre de 10^{-3} et les fréquences réduite F_w^+ varient entre 0.95 et 20. Les deux régimes d'interaction sont ainsi étudiés : dynamique pour $F_w^+ = O(1)$ et stationnaire pour $F_w^+ = O(10)$. L'influence du contrôle est mis en évidence à l'aide de l'évolution du coefficient de pression statique C_p le long du profil d'aile (Figure II.51) :

- Pour les fréquences de l'ordre de la fréquence caractéristique de sillage, $F_w^+ = O(1)$, la pression augmente au bord de fuite en même temps que l'augmentation des fréquences (Figure II.51.a). La traînée de pression est alors augmentée sans que la portance ne le soit. La finesse du profil d'aile

C_z/C_x est de l'ordre de 2 pour $F_w^+ = 3.3$, contre 2,5 pour $F_w^+ = 1.1$. Dans cette gamme de fréquence, la finesse est optimale pour $F_w^+ \approx 1$.

- Pour les fréquences d'ordre supérieur, $F_w^+ = O(10)$, la distribution des C_p est indépendante de la fréquence de formation des structures tourbillonnaires (Figure II.51.b). La finesse est nettement supérieure, de l'ordre de 3,5. Une fréquence de forçage de l'ordre de 10 fois la fréquence caractéristique de sillage est donc préconisée pour contrôler le décollement.

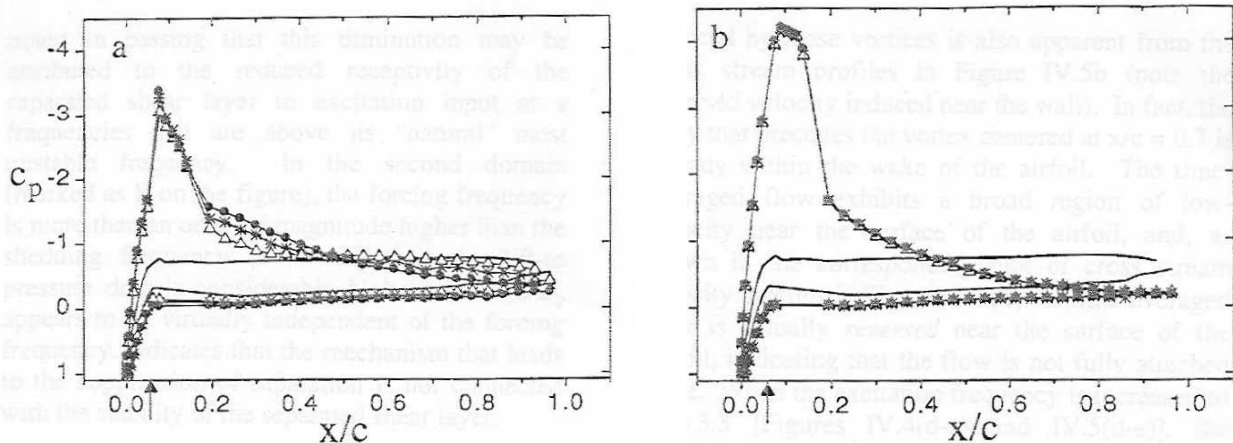


Figure II.51 : Profil des coefficients de pression le long d'un profil d'aile pour (a) $F_w^+ = 0,95(\Delta)$; $2,05(*)$; $3,3(\bullet)$ (b) $F_w^+ = 10(\Delta)$; $14,7(*)$; $20(\bullet)$. Le trait continu correspond au profil sans contrôle [HON-00]

Pack *et al.* [PAC-02] complètent l'étude de l'influence de la fréquence sur un profil supercritique placé à 15° d'incidence. Ce profil est composé d'un bec braqué à -25° et d'un volet incliné à 4° . Le nombre de Reynolds de l'expérience est de 7.5×10^5 et l'orifice du jet est incliné de 30° par rapport à la surface (DSJ, Figure II.46).

La fréquence d'excitation est choisie de telle sorte qu'elle soit :

- suffisamment grande, $F_w^+ = O(10)$, pour retarder le décollement,
- et, suffisamment petite, $F_w^+ = O(1)$, pour réduire les oscillations liées aux variations du coefficient de quantité de mouvement.

Pour cela, Pack utilise un signal d'alimentation en tension de l'actionneur de jet synthétique modulé en amplitude (II.12) de sorte que la fréquence porteuse f_j soit 10 fois plus grande que la fréquence naturelle f_w et la fréquence modulante f_m de l'ordre de la fréquence naturelle f_w .

Les résultats obtenus en termes de répartition de coefficient de pression statique C_p à la surface du profil d'aile montrent que la modulation d'amplitude permet d'obtenir des performances aérodynamiques identiques pour des valeurs de C_{μ} deux fois plus petites (Figure II.52). Autrement dit, le coefficient de portance augmente deux fois plus vite lorsque le signal est modulé en amplitude (Figure II.53). Cette propriété présente un grand intérêt pour la réduction de la consommation de l'actionneur.

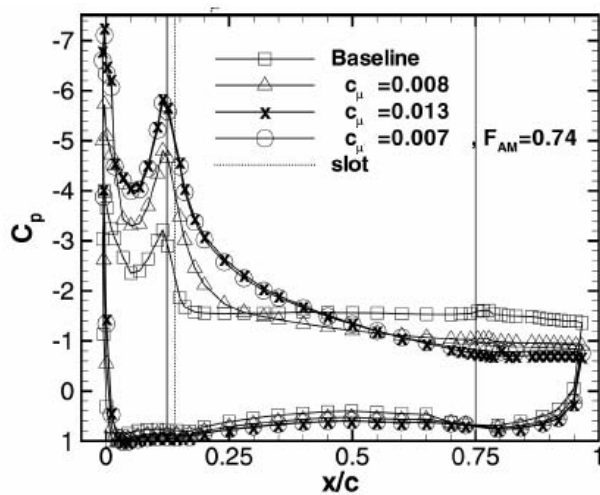


Figure II.52 : Distributions de pression sur un profil pour différentes valeurs de coefficient de quantité de mouvement et de la fréquence de modulation [PAC-02]

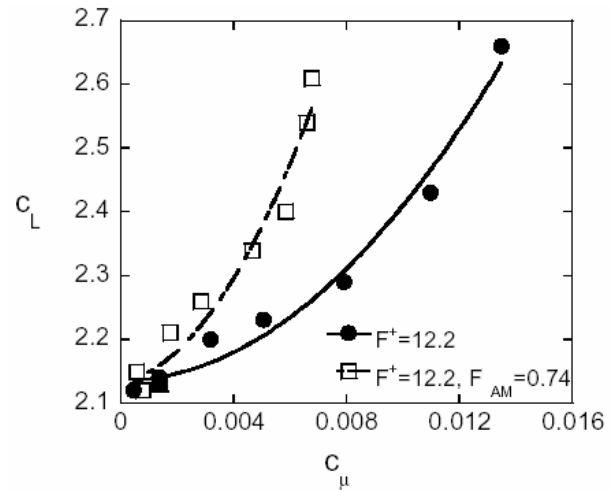


Figure II.53 : Comparaison de la portance pour un signal sinusoïdal pure et un signal modulé en amplitude [PAC-02]

Avec f_j de l'ordre de $10 f_w$, le domaine d'interaction est stationnaire (Figure II.43.b). Or, la longueur du bulbe décollé est liée au débit de quantité de mouvement (II.58). Avec la modulation, le bulbe oscille donc à la fréquence naturelle de formation des structures tourbillonnaires dans le sillage de la géométrie f_w (II.50). L'excitation par une modification virtuelle à la surface de la fréquence naturelle de l'écoulement, contribue alors au recul du point de décollement.

Une expérience de contrôle adaptatif de l'écoulement décollé de bord d'attaque d'un profil d'aile est de la même manière réalisée par Tian *et al.* [TIA-06] en utilisant un signal modulé en amplitude. La recherche du couple de fréquences qui optimise la finesse de l'aile est effectuée à l'aide d'un algorithme de contrôle reposant sur une "Downhill Simplex Method". Dans toutes les configurations étudiées, le contrôle est optimal lorsque :

- la fréquence porteuse f_j du signal d'excitation des membranes correspond à la fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz f_H (II.52), soit $F_H^+ \approx 1$
- la fréquence de modulation f_m est proche de la fréquence de l'instabilité de Von Karman f_w (II.50), soit $F_w^+ \approx 1$

Par ailleurs, à l'aide de cette expérience, les auteurs constatent qu'à partir du moment où le décollement est repoussé sur l'extrados du profil d'aile, il est possible de pondérer le terme de quantité de mouvement injecté par le jet synthétique et de le minimiser tout en conservant un écoulement attaché. En effet, il est plus facile de garder un écoulement attaché que de passer d'un état "décollé" à un état "attaché". Cette particularité rend compte de la complexité de la problématique de contrôle des écoulements décollés avec particulièrement l'existence d'hystérésis et de non linéarité au cours de l'interaction.

4.1.3.2. Influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ

Lorsque la fréquence réduite de fonctionnement du jet synthétique est fixée, les résultats bibliographiques montrent que les efforts aérodynamiques varient de façon monotone avec l'accroissement du coefficient de quantité de mouvement C_μ [SEI-93, 96, 99], [GLE-02] et [MIT-02]. Au dessus d'une valeur seuil de C_μ , les

performances se dégradent à nouveau. Il semble alors que la perte d'efficacité du contrôle soit liée au fait que le jet "transperce" de part en part la couche limite de l'écoulement incident.

Les travaux de McCormick [MCC-00] sur le contrôle de l'écoulement autour d'un profil d'aile apportent quelques éléments de réponse quant à cette perte d'efficacité. En fonction du coefficient de quantité de mouvement injecté par le jet synthétique (II.57), l'auteur examine la topologie de l'écoulement décollé sur l'extrados d'un profil incliné à 24° . L'actionneur est de type DSJ (Figure II.46) incliné à 20° par rapport à la surface du profil. Il est situé en amont du point de décollement et travaille à une fréquence telle que $F_W^+ = 1.3$, soit proche de la fréquence naturelle de lâché des structures tourbillonnaires de l'instabilité de Von Karman. Le nombre de Reynolds de l'expérience est de 2.5×10^5 . McCormick distingue plusieurs topologies sur l'extrados du profil d'aile en fonction du coefficient de quantité de mouvement :

- pour $C_\mu=0$, sans contrôle, l'écoulement est complètement décollé depuis le bord d'attaque (Figure II.54.a).
- pour $C_\mu=5 \times 10^{-3}$, l'écoulement est attaché mais le contrôle du décollement est dynamique, c'est-à-dire qu'il y a enroulement et advection de structures tourbillonnaires le long de l'extrados (Figure II.54.b).
- pour $C_\mu=1.5 \times 10^{-2}$, l'écoulement est complètement attaché et le décollement supprimé (Figure II.54.c). La vitesse de soufflage du jet synthétique est de l'ordre de grandeur de la vitesse de l'écoulement amont U_∞ .
- pour $C_\mu=6.8 \times 10^{-2}$, l'écoulement est "surmené", c'est-à-dire qu'il y a enroulement des structures tourbillonnaires de manière contrarotative, comme si le jet synthétique était seul (Figure II.54.d).

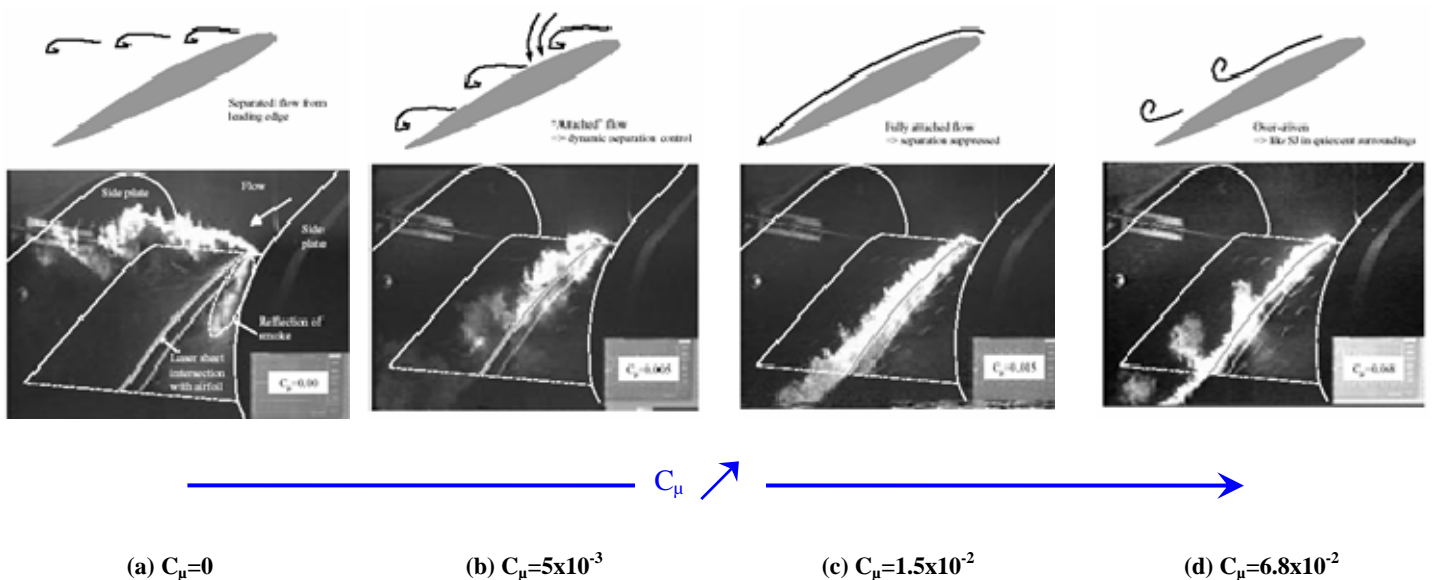


Figure II.54 : Visualisation des différentes topologies de sillage sur l'extrados d'un profil d'aile en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ délivré par jet synthétique [MCC-00]

Amitay *et al.* [AMI-01] étudient l'influence du coefficient de quantité de mouvement en fonction de la position de la fente de l'actionneur par rapport à la ligne de décollement naturel de l'écoulement. L'étude est menée sur le même montage expérimental que Honohan *et al.* [HON-00] d'un profil d'aile symétrique placé à 17.5° d'incidence. Les résultats montrent que le C_μ nécessaire à la suppression du décollement décroît en approchant la fente de l'actionneur de la position naturelle du point de décollement. L'efficacité du contrôle

est alors très sensible à la position du jet synthétique. Dans ce cas, la position de la fente par rapport au rayon de courbure est toutefois sans doute un paramètre supplémentaire influent.

Par ailleurs, pour certaines positions de l'actionneur, les coefficients aérodynamiques sont proportionnels au C_{μ} . Sous réserve de disponibilité de l'énergie nécessaire, les coefficients aérodynamiques peuvent être directement pilotés par le jet synthétique tout en ayant un écoulement plus robuste, c'est-à-dire une bande passante de C_{μ} efficace plus large [AMI-01].

Holman *et al.* [HOL-03] étudient l'intérêt de juxtaposer deux jets synthétiques en amont de la ligne de décollement. Cette étude part du principe que le champ d'action de deux jets synthétiques est supérieur à celui d'un seul jet. Les résultats montrent que pour des C_{μ} élevés, l'utilisation de deux actionneurs n'apporte pas d'amélioration significative sur la position du report de la ligne de décollement par rapport à un jet synthétique seul placé convenablement. Cependant, ils suggèrent que l'amélioration de la position et du déphasage relatif entre les jets permettrait d'atteindre des performances supérieures.

L'utilisation du jet synthétique pour orienter les écoulements est une possibilité envisagée dans le paragraphe suivant.

4.2. L'orientation d'un écoulement

L'étude de l'écoulement de jet synthétique dans un milieu au repos a mis en évidence l'existence d'une zone de dépression en proche paroi. Cette propriété est exploitée dans cette partie afin d'orienter un jet [SMI-02] ou de façon complémentaire un sillage de plaque plane mince [BER-03].

4.2.1. Orientation d'un jet

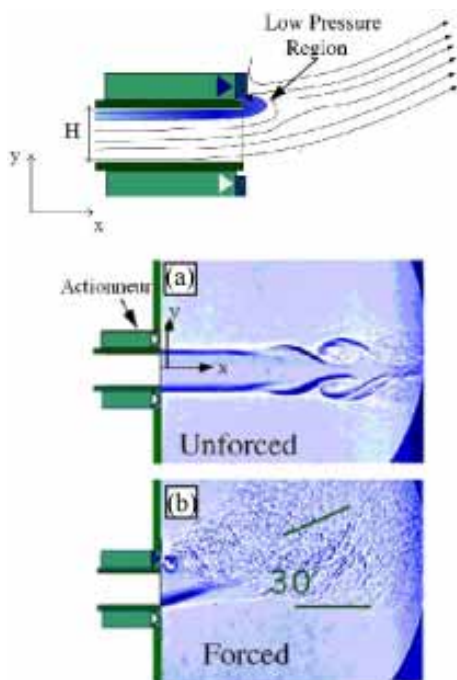


Figure II.55 : Schéma du montage et visualisation de la déviation d'un écoulement de jet continu par jet synthétique (a) sans contrôle (b) avec contrôle [SMI-02]

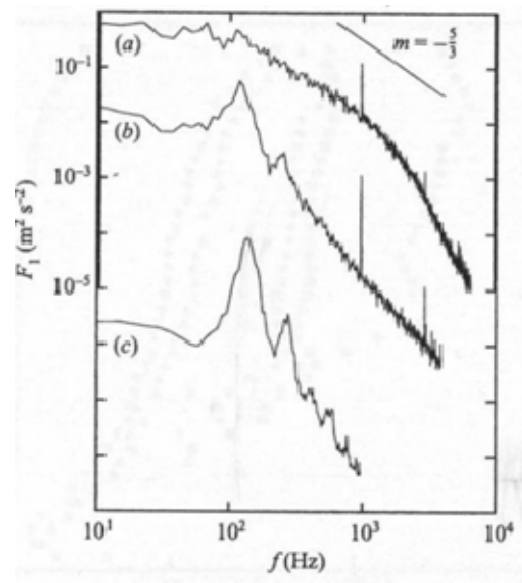


Figure II.56 : Puissance spectrale de la vitesse longitudinale mesurée dans la couche de cisaillement (a) du côté forcé, (b) du côté non forcé et (c) d'un jet non contrôlé [SMI-02]

L'orientation d'un jet continu trouve des applications dans les domaines :

- de la propulsion, pour modifier la direction de poussée d'un réacteur [AIR-06],
- de la thermique, pour diminuer la trace infrarouge d'un réacteur, par exemple.

L'intérêt du jet synthétique est qu'il permet de conserver une géométrie de tuyère fixe tout en pilotant la direction de l'écoulement sortant.

Smith et Glezer [SMI-02] s'intéressent à cette propriété en disposant un jet synthétique bidimensionnel au dessus de la sortie d'un jet continu rectangulaire (Figure II.55). Dans cette étude, la fréquence de travail de l'actionneur est de l'ordre de 1120 Hz, pour un nombre de Reynolds Re_{U_0} (II.32) de l'ordre de 3.8×10^2 . La longueur de pénétration L_0 (II.31) du jet est alors de l'ordre de 20 à 30 largeurs d'orifice d .

Le nombre de Reynolds du jet continu est égal à 5.8×10^3 . La largeur de l'embouchure est 35 fois plus grande que la largeur de l'orifice d du jet synthétique. Les orifices des deux jets sont orientés dans la même direction.

La zone dépressionnaire créée par le jet synthétique en proche paroi (§ II.3.3.1) accélère l'écoulement de jet continu au niveau de la paroi supérieure. En ajoutant une marche à la sortie de l'orifice du jet synthétique, l'effet d'aspiration est accentué du côté du jet continu et une orientation du jet continu d'un angle de l'ordre de 30° est obtenue (Figure II.55).

Le spectre de puissance relevé dans la couche de cisaillement non excité montre que la fréquence naturelle des instabilités de Kelvin-Helmholtz du jet continu est de l'ordre de 135 Hz (Figure II.56.c). La fréquence de lâché des tourbillons de jet synthétique est un ordre de grandeur plus grande.

Dans la couche de cisaillement excitée (Figure II.56.a), une importante augmentation de l'énergie des petites échelles turbulentes (de 2 à 3 ordres de grandeur) est observée au détriment des grandes échelles de l'instabilité naturelle. Cette modification de la taille des structures tourbillonnaires présentes dans la couche de cisaillement supérieure accroît l'épanouissement du jet continu qui est alors proportionnel à la distance à la surface de sortie.

4.2.2. Orientation d'un sillage

Bera *et al.* [BER-03] [MAU-02] étudient l'influence de l'écoulement de jet synthétique sur le développement d'un sillage de plaque plane mince d'épaisseur h . Le rapport d/h est pour cette expérience important, de l'ordre de 0.1. Le décollement des couches limites est géométrique et imposé par les arêtes situées en fin de plaque plane. Les actionneurs sont placés tangentiellement à l'écoulement amont et de part et d'autre du culot droit de la plaque (Figure II.57) :

- Sans contrôle, le sillage de la plaque plane s'étend sur une longueur de l'ordre de 3 hauteurs h de plaque (Figure II.58.a).
- Lorsque les deux jets synthétiques interagissent avec l'écoulement amont, avec $F_w^+ = 0.1$, la longueur du sillage est réduite à $0,9h$ en aval du culot (Figure II.58.b).
- Lorsqu'un seul jet synthétique est actif, le sillage est orienté du côté du jet inactif (Figure II.58.c et d). Chaque jet synthétique agit directement sur le décollement le plus proche en comblant la zone

d'écoulement à faible vitesse grâce à la dépression créée dans le champ proche par l'actionneur. L'action de l'actionneur est équivalente à celle développée pour l'orientation du jet continu.

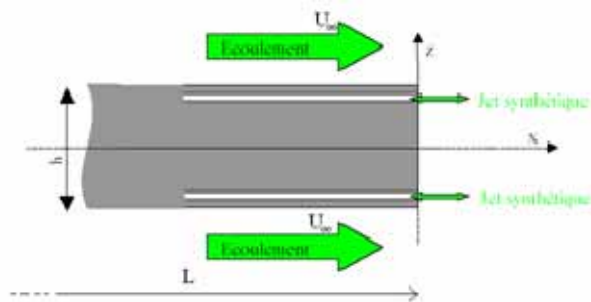


Figure II.57 : Représentation schématique du dispositif de contrôle de l'écoulement de sillage de plaque plane par jet synthétique [BER-03]

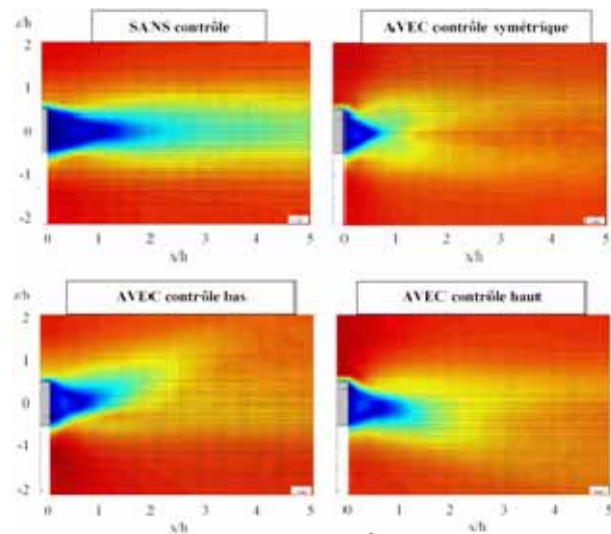


Figure II.58 : Champs de vitesse moyenne obtenus par PIV en aval d'une plaque plane pour différentes configurations de contrôle par jet synthétique ($Re=2.5 \times 10^5$) [BER-03]

Le ratio d/h et la valeur de C_{μ} (de l'ordre de 0.6) élevés de cette expérience limitent les perspectives d'application automobile sur culot droit de ce type de contrôle par jet synthétique. En effet, il serait nécessaire pour $U_{\infty}=30 \text{ m.s}^{-1}$ de disposer des fentes de 20 cm sur le véhicule avec des vitesses de soufflage du jet synthétique de l'ordre de 65 m.s^{-1} .

Heureusement, les travaux effectués par Henning *et al.* [HEN-05], [HEN-06] sur un corps de Ahmed bidimensionnel à l'échelle $1/4$ (Figure II.59) offrent des perspectives d'application du contrôle par jet synthétique intéressantes sur culot droit.

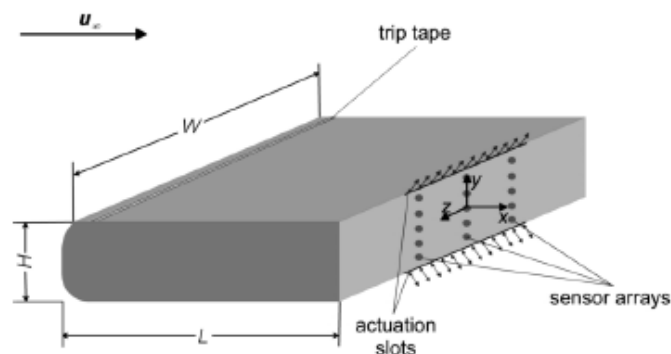


Figure II.59 : Représentation schématique du montage de contrôle par jet synthétique sur un corps de Ahmed bidimensionnel [HEN-05]

Le corps de Ahmed 2D est équipé d'un actionneur de jet synthétique à chaque extrémité du culot. La largeur des fentes est égale à 10^{-3} m et le rapport h/d est alors de l'ordre de 1.4×10^{-2} .

A l'aide d'une étude paramétrique en boucle ouverte, puis d'une étude en boucle fermée, Henning *et al.* [HEN-06] montrent qu'il existe une fréquence réduite de travail des actionneurs, $F_W^+ = 0.17$ (II.51), optimale pour laquelle des réductions de traînée de l'ordre de 10% sont obtenues. Le coefficient de quantité de mouvement C_{μ} (II.57) associé est alors de l'ordre de 7.5×10^{-3} .

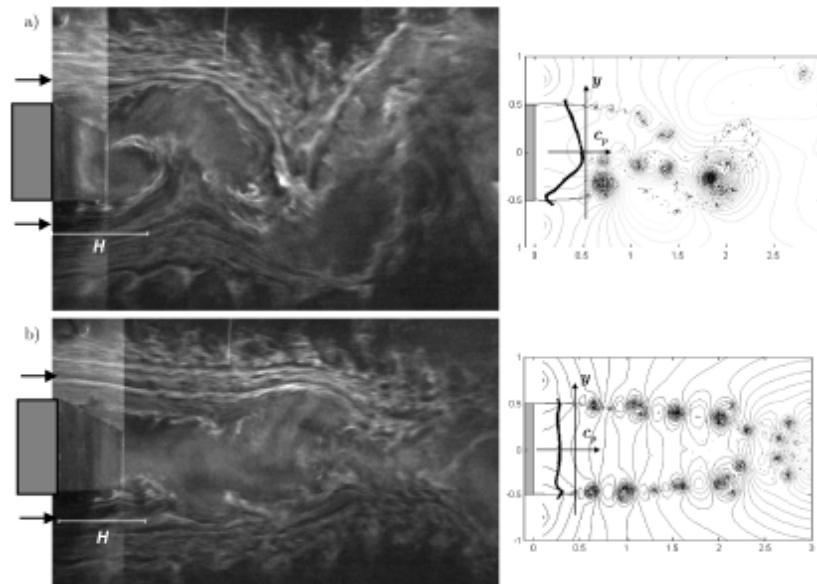


Figure II.60 : Visualisation de fumée et champ de pression dans le sillage du corps de Ahmed bidimensionnel (a) sans contrôle (b) avec contrôle pour $F_w^+ = 0.17$ et $C_\mu = 7.5 \times 10^{-3}$ ($Re = 4 \times 10^4$) [HEN-06]

De plus, les auteurs [HEN-06] montrent que la réduction de traînée maximale correspond à une modification importante de la topologie de l'écoulement de sillage (Figure II.60). Sans contrôle, l'écoulement de sillage est caractérisé par la formation d'une allée de Von Karman et par la présence de faibles valeurs de C_p . Avec le contrôle, les structures tourbillonnaires émises par le jet synthétique sont advectées dans le prolongement des plaques planes haute et basse et interagissent en aval de la maquette. Cette topologie d'écoulement engendre une augmentation des valeurs de C_p sur l'arrière de la géométrie et une réduction du C_x .

Ces résultats présentent le réel potentiel du contrôle des écoulements et de réduction de C_x par jet synthétique pour une géométrie automobile de type culot droit. Par similitude, un véhicule de type Modus en régime autoroutier devrait être équipé de fentes de largeur 2×10^{-2} m, pouvant délivrer une vitesse de soufflage d'environ 20 m.s^{-1} à la fréquence de 4 Hz (Figure II.64). Et ce sans prendre en compte les effets tridimensionnels de l'écoulement de sillage réel...

4.3. Interaction entre deux jets synthétiques

Les performances aérodynamiques des jets synthétiques sont actuellement insuffisantes pour entrevoir des applications de contrôle des écoulements autour de géométries réelles. Pour palier le manque de performances, l'assemblage de plusieurs actionneurs est étudiée dans ce paragraphe.

Watson *et al.* [WAT-03] examinent expérimentalement la topologie de l'écoulement qui se développe par l'interaction de deux jets synthétiques axisymétriques en phase ($\Delta\phi = 0^\circ$, où $\Delta\phi$ représente le déphasage entre les deux actionneurs) en fonction de leur espacement. Les visualisations Schlieren (Figure II.61) illustrent différents niveaux d'interaction entre les jets fonctions de l'espacement entre les orifices g :

- Pour les grands espacements, $g \geq 2.86d$, les jets fonctionnent indépendamment l'un de l'autre (Figure II.61.a).

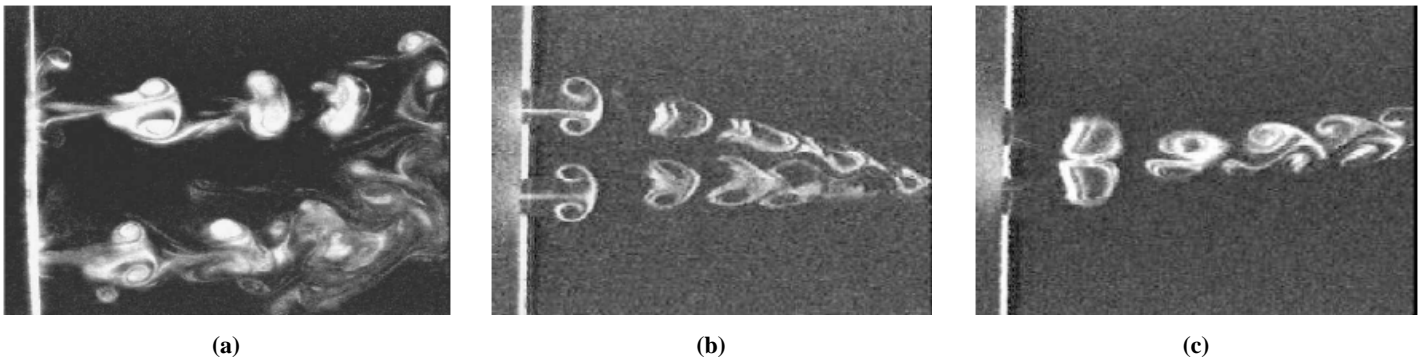


Figure II.61 : Visualisations Schlieren de l'interaction entre deux écoulements de jet synthétiques lorsque l'espace g entre les orifices est (a) important, (b) moyen et (c) faible [WAT-03]

- Lorsque $2.86d \geq g \geq 2d$, les jets n'interagissent pas entre eux en proche paroi. Cependant, la rotation des structures tourbillonnaires positionnées entre les deux orifices est à l'origine du rapprochement des ces structures jusqu'à ce qu'elles se combinent pour former une seule structure complexe (Figure II.61.b).
- Pour $g \leq 2d$, les structures tourbillonnaires coalescent dès la sortie des orifices. L'écoulement est comparable à l'écoulement de jet synthétique issu d'un orifice plus large (Figure II.61.c). La vorticité de cette structure est toutefois plus faible que la vorticité contenue par les deux structures indépendantes.

Le nombre de Reynolds, construit à l'aide de la vitesse maximale de soufflage U_{\max} (II.11), de ces expériences est de l'ordre de $1,7 \cdot 10^3$. Les travaux menés par Wu *et al.* [WU-03] sur le même type de caractérisation montrent que les bornes des domaines d'interactions sont liés à l'intensité des jets. Les valeurs d'espace relevées précédemment sont donc données à titre indicatif.

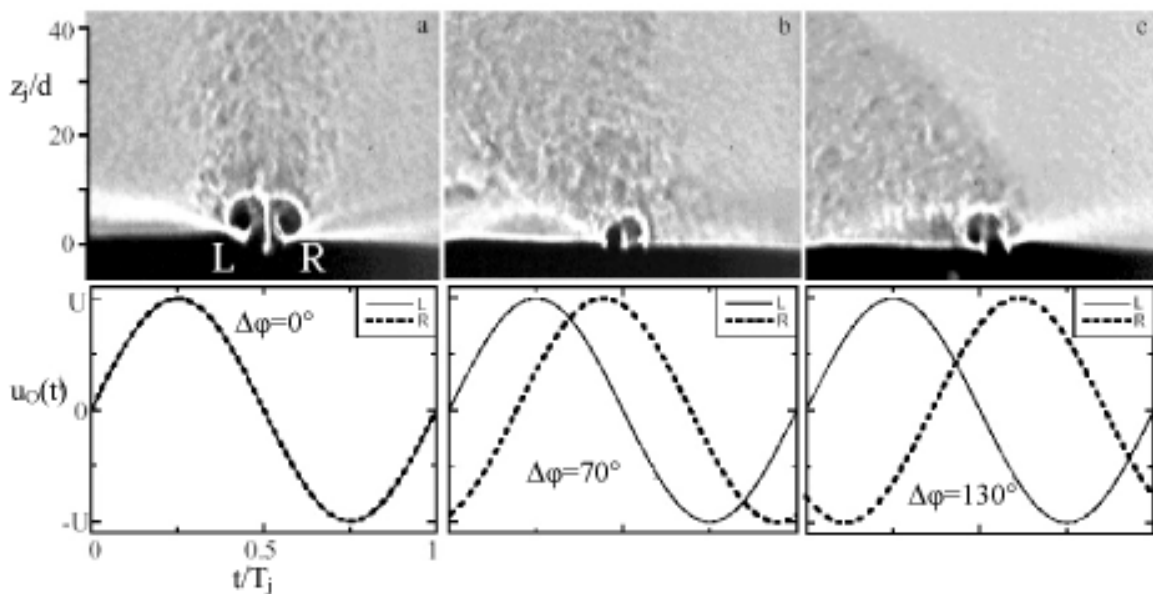


Figure II.62 : Visualisations Schlieren de jets synthétiques placés en interaction forte pour différents déphasages ($Re_{v_j}=300$; $f_j=6000$ Hz; $g=3,3d$) [SMI-99]

En complément à ces travaux, Holman *et al.* [HOL-03], Smith *et al.* [SMI-99] et Wu et Breuer [WU-03] s'intéressent expérimentalement à la dynamique du jet issu de l'interaction de deux jets synthétiques bidimensionnels déphasés ($\Delta\varphi \neq 0^\circ$). Les images Schlieren obtenues par Smith pour trois valeurs de déphasage $\Delta\varphi$ montrent que (Figure II.62) :

- Lorsque les actionneurs de jet synthétique sont en phase (Figure II.62.a), l'interaction entre les écoulements est forte. Une seule paire de tourbillons s'échappe des orifices.
- Lorsque $\Delta\varphi=70^\circ$ (Figure II.62.b), la trajectoire de la structure tourbillonnaire résultante de l'interaction est orientée du côté de l'actionneur fonctionnant en avance de phase.
- Lorsque $\Delta\varphi=130^\circ$ (Figure II.62.c), le tourbillon issu de l'interaction reste attaché à la paroi.

L'interaction entre deux jets synthétiques présente donc deux intérêts dans la perspective de contrôle d'un écoulement aérodynamique :

- La possibilité de créer des structures tourbillonnaires de dimension plus importante, mais de vorticité plus faible, lorsque les actionneurs travaillent en phase.
- La possibilité d'orienter l'écoulement de jet synthétique en proche paroi lorsque les actionneurs sont déphasés.

L'intégration d'actionneurs de jet synthétique miniatures pourrait se faire sous la forme de matrices de microactionneurs répartis à la surface du véhicule. Les résultats présentés dans cette section montrent que l'espacement et le déphasage entre les jets synthétiques sont les paramètres dimensionnant à prendre en compte pour optimiser le système de contrôle.

Chapitre II.5 - Les perspectives d'application automobile

Les attentes des constructeurs aéronautiques et automobiles vis-à-vis du contrôle par jet synthétique sont importantes. Le nombre croissant des travaux annuels portant sur le sujet en témoigne. Le contrôle par jet synthétique a fait ses preuves sur des géométries simples, essentiellement bidimensionnel et à courbure continue, n'induisant pas de développement d'écoulements secondaires [PET-06]. Or, l'aérodynamique automobile se caractérise par l'enchevêtrement de multiples structures d'origines variées (tourbillons longitudinaux, bulbe de recirculation, ...). Il est donc nécessaire de valider l'efficacité de cette solution de contrôle sur une géométrie automobile et d'évaluer les paramètres des actionneurs qui permettront par leur présence de réduire systématiquement la consommation des véhicules.

Cependant à la vue de cette étude bibliographique, deux scénarii se présentent pour réduire la traînée aérodynamique :

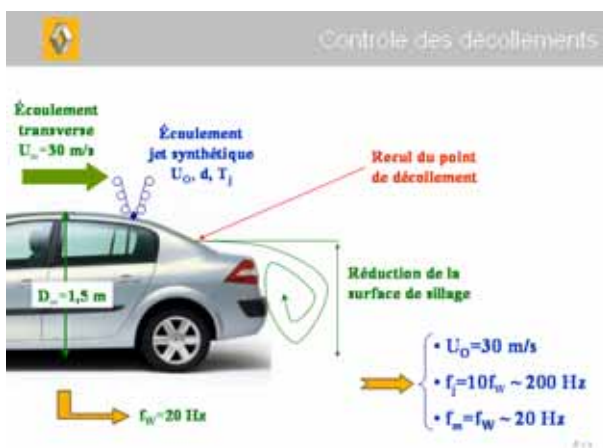


Figure II.63 : Réduction de la traînée aérodynamique C_x par suppression ou retardement du décollement

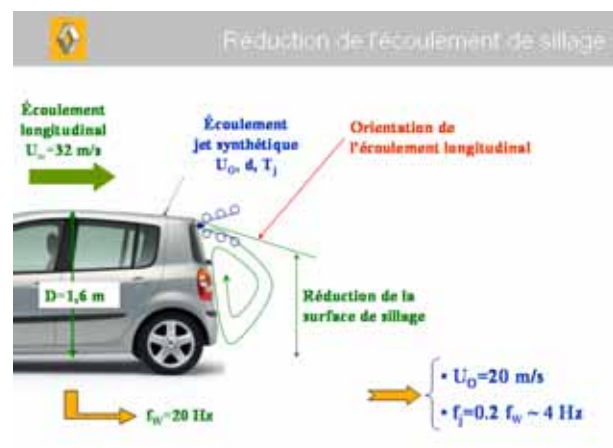


Figure II.64 : Réduction de la traînée aérodynamique C_x par orientation et réduction de l'écoulement de sillage

- Pour les véhicules équipés d'une lunette arrière, de type bicorps, le contrôle par jet synthétique peut servir à retarder ou supprimer le décollement et la formation du bulbe décollé (Figure II.63). Ce premier scénario fait l'objet de ce travail de thèse.
- Pour les véhicule de type culot droit, le contrôle par jet synthétique peut permettre d'orienter l'écoulement et de réduire la surface transversale du sillage (Figure II.64).

Leur possibilité de miniaturisation, à l'aide de la technologie MEMS, présente un réel avantage en terme d'intégration véhicule et de puissance consommée. Toutefois, l'un des objectifs concernant le développement des actionneurs est encore d'identifier la technologie de fabrication qui permettra de répondre aux préconisations de contrôle aérodynamique (Table II.3). Les travaux publiés sur ce sujet laissent entrevoir de gros espoirs dans le cadre de l'application automobile. Les préconisations aéronautiques sont encore très éloignées.

Ordres de grandeur	$U_o (m.s^{-1})$	$f_j (Hz)$
Aéronautique	> 100	$O(10^1) - O(10^2)$
Automobile	~ 30	$O(10^0) - O(10^1)$

Table II.3 : Ordre de grandeur des vitesses de soufflage et fréquence de travail du jet synthétique en fonction de l'application visée

Par ailleurs, la technologie MEMS commence à apparaître dans de nombreux domaines comme la solution permettant d'intégrer d'avantage de systèmes dans les véhicules (Figure II.65). Ces applications concernent entre autre :

- **La sécurité** avec les déclencheurs d'airbags combinés aux accéléromètres et aux détecteurs d'occupation, avec les capteurs de pression des pneus interrogés à distance et avec les capteurs de présence et de lumière.
- **Le confort de conduite** avec les centrales inertielles, les gyroscopes et les inclinomètres intégrés dans les essieux.

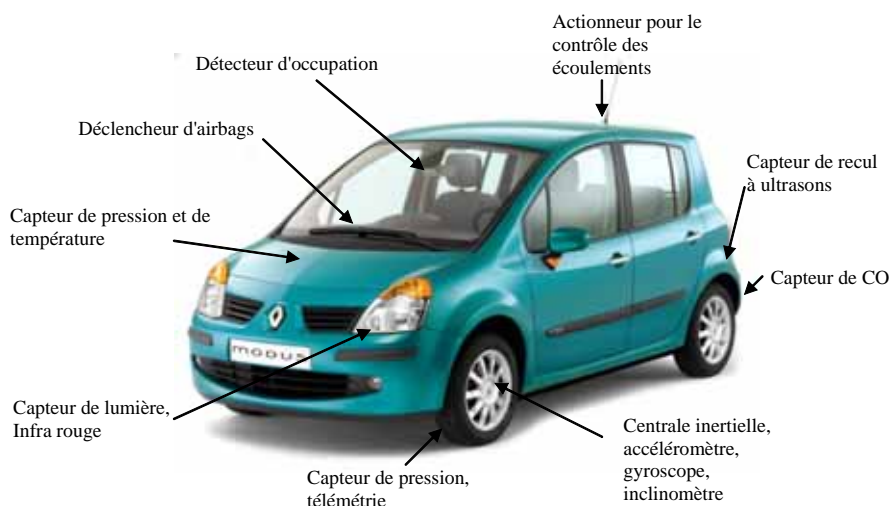


Figure II.65 : Les possibilités d'intégration des microsystèmes pour l'automobile [CHA-01]

- **La pollution** avec les capteurs d'émission de gaz d'échappement et les systèmes de réduction de la traînée aérodynamique.
- **La propulsion** avec différents capteurs de surveillance du moteur (pression, température,...).

**PARTIE III - EXPLORATION NUMERIQUE DU
POTENTIEL DE CONTROLE PAR JET
SYNTHETIQUE**

Le potentiel de contrôle des écoulements aérodynamique automobile par jet synthétique est dans cette partie étudiée par voie numérique. Le premier chapitre présente la modélisation utilisée pour réaliser les simulations numériques bidimensionnelles (2D) et tridimensionnelles (3D) (Chapitre III.1). Les simulations sont réalisées à l'aide du code de calcul commerciale PowerFlow[®] développé par la société Exa[®]. Ce logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics) s'appuie sur une approche de type Boltzmann sur réseau dont les idées fondamentales sont reportées dans l'Annexe A.

Le potentiel de réduction de la traînée aérodynamique par jet synthétique est ensuite exploré numériquement à partir de simulations bidimensionnelles sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile (Chapitre III.2). L'étude commence par la description moyenne et fréquentielle de l'écoulement de sillage aérodynamique de la géométrie sans contrôle. L'influence du jet synthétique sur la traînée aérodynamique est ensuite examinée de façon paramétrique lorsque le coefficient de quantité de mouvement et la fréquence réduite varient indépendamment. La fréquence réduite optimale de fonctionnement du contrôle en termes de réductions de C_x permet ensuite de mener une analyse fréquentielle et en synchronisation de phase de l'écoulement de sillage et de l'interaction à hauteur de l'orifice afin d'approfondir les mécanismes de contrôle en fonction du C_μ . Cette étude mène alors à la définition d'un critère de contrôle optimal.

Les préconisations et les tendances identifiées à partir des simulations 2D sont enfin vérifiées sur une géométrie tridimensionnelle simplifiée de véhicule automobile (Chapitre III.3). Au cours de ce chapitre, l'utilisation du code de calcul PowerFlow[®] est tout d'abord justifiée en comparant l'écoulement aérodynamique 3D sans contrôle issue des simulations aux résultats bibliographiques. Pour la fréquence de travail réduite du jet synthétique optimale identifiée précédemment, l'efficacité du contrôle est ensuite vérifiée en présence des structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent sur les arêtes latérales de la lunette arrière. Enfin l'influence de la position de la fente par rapport à la ligne de décollement naturelle de l'écoulement imposée par la géométrie en fin de pavillon est examinée.

Chapitre III.1 - Modélisation numérique du problème

La mise en place du problème numérique est présentée dans cette partie. Dans un premier temps, la description de la géométrie simplifiée, de la veine numérique et de l'actionneur de jet synthétique sont détaillées pour les simulations 2D et 3D. Les conditions aux limites imposées pour les simulations permettent, dans un second temps, de définir les paramètres de contrôle de l'étude. Enfin, la présentation du maillage mise en place permet de définir les temps caractéristiques de simulation et des résultats. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du code de calcul PowerFlow[®] développé par la société Exa[®]. Il s'appuie sur la méthode de Boltzmann sur réseau dont les idées fondamentales sont reportées dans l'Annexe A.

1.1. Mise en place de la simulation

1.1.1. La géométrie

La géométrie (Ω_A) utilisée pour cette étude numérique est inspirée du corps de Ahmed [AHM-84]. Elle représente l'arrière générique d'un véhicule automobile de type bicorps caractérisé par un pavillon de surface (Σ_1), une lunette arrière (Σ_2), un culot (Σ_3) et un soubassement (Σ_4). La frontière (Σ_A) de cette géométrie est définie par :

$$\Sigma_A = \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3 + \Sigma_4 + \Sigma_5 + \Sigma_{6g} + \Sigma_{6d} , \quad (\text{III.1})$$

où (Σ_5) représente l'avant de la géométrie coplanaire avec l'entrée de la veine numérique, (Σ_{6g}) et (Σ_{6d}) représentent respectivement le flan gauche et droit du véhicule simplifié. La longueur L_A , la Hauteur H_A et la largeur l_A sont prises respectivement égales à 1.044 m, 0.288 m et 0.389 m (Corps de Ahmed échelle 1). La longueur de la lunette arrière L_2 est égale à 0.222 m et l'angle d'inclinaison α formé entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2) est choisi égal à 25°. Pour cet angle, Ahmed a montré expérimentalement que le

coefficient de traînée aérodynamique associée à la géométrie est élevé et non optimal ([AHM-84], Figure III.1).

Notons que la forme arrondie placée à l'avant de la géométrie n'est pas modélisée dans ces simulations. Bien que celle-ci soit dessinée pour que l'écoulement reste attaché, Spohn et Gilliéron [SPO-02] montrent expérimentalement que l'avant de la géométrie donne naissance au développement d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz qui interagissent avec la structure décollée de lunette arrière. La suppression de l'arrondi permet ainsi de faire abstraction des instabilités et de concentrer l'étude sur le contrôle du décollement de lunette arrière et de culot.

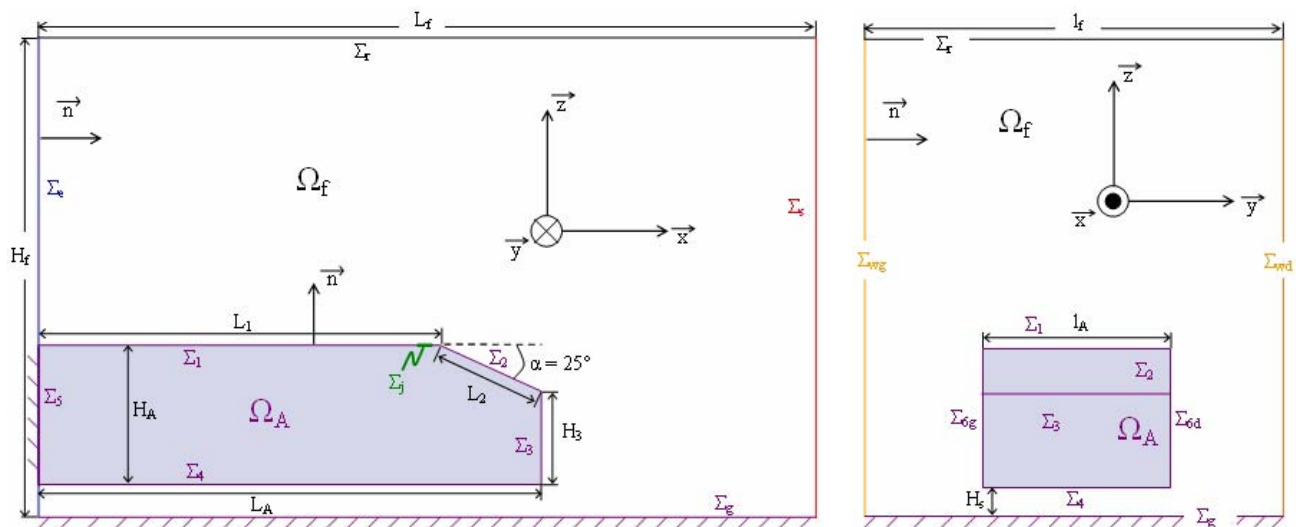


Figure III.1 : Géométrie et veine numérique utilisée pour les simulations numériques

1.1.2. La veine numérique

La géométrie (Ω_A) est plongée dans un domaine fluide (Ω_f) parallélépipédique. Ω_f est délimité par des surfaces représentatives du sol (Σ_g), du plafond, ou toit (Σ_r), de l'entrée (Σ_e), coplanaire avec la surface (Σ_5) de la géométrie, de la sortie (Σ_s) et des parois latérales (Σ_{wg}) et (Σ_{wd}) de la "soufflerie numérique" (Σ_f) :

$$\Sigma_f = \Sigma_g + \Sigma_r + \Sigma_e + \Sigma_5 + \Sigma_s + \Sigma_{wg} + \Sigma_{wd} , \quad (\text{III.2})$$

La longueur L_f , la hauteur H_f et la largeur l_f de la veine numérique sont respectivement égales à $120H_A$, $40 H_A$ et $80 H_A$. Ces dimensions importantes permettent de s'affranchir des effets de bord, de blocage et des éventuelles interactions entre les conditions aux limites imposées à l'écoulement et l'écoulement aérodynamique qui se développe à proximité et dans le sillage de la géométrie [CHE-98]. La garde au sol H_s , hauteur entre le soubassement (Σ_5) de la géométrie et le sol (Σ_g) de la veine numérique, est pris égal à 6.3×10^{-2} m (Figure III.1).

La normale locale \vec{n} en un point M appartenant aux surfaces Σ_A et Σ_f sont définies entrantes dans le domaine fluide (Ω_f). Les tangentes locales \vec{t}_1 et \vec{t}_2 sont construites telles que le repère local $(M, \vec{n}, \vec{t}_1, \vec{t}_2)$ soit direct.

1.1.3. Le jet synthétique

L'objectif de cette étude est de caractériser d'un point de vue aérodynamique les paramètres du jet synthétique (coefficient de quantité de mouvement C_μ (III.9), fréquence réduite F_w^+ (II.51) et position de la fente) favorables au contrôle de l'écoulement de sillage et à la réduction de traînée aérodynamique. Pour cette raison et comme la représentation numérique du jet synthétique seul reste un sujet de recherche à part entière [DAN-07], les simulations numériques permettent de s'affranchir de l'architecture et de la technologie de l'actionneur. L'écoulement de jet synthétique est modélisé simplement en imposant une condition aux limites en vitesse sur la surface Σ_j qui représente la surface de sortie de l'orifice (Figure III.1). Pour les simulations 2D, Σ_j est positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et sa largeur d est égale à 5×10^{-4} m. Pour les calculs 3D, sa largeur reste identique et sa longueur représente 95% de la largeur de la géométrie simplifiée. De plus, l'influence de la position de la fente par rapport au décollement naturel de l'écoulement est étudiée pour deux positions de fente, 10^{-3} m en amont de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière et 10^{-3} m en aval.

Cette vision simplifiée du problème fait principalement abstraction des phénomènes de résonance initiés au cours de l'interaction entre l'écoulement rasant et la cavité de l'actionneur.

1.2. Les conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées sur les surfaces Σ_A et Σ_f sont les suivantes :

- Sur la frontière (Σ_A) et sur le sol (Σ_g), une condition de paroi sans glissement est appliquée :

$$\vec{U} \cdot \vec{t} = 0 \Big|_{\Sigma_A, \Sigma_g}, \quad (\text{III.3})$$

où $\vec{U}(x, y, z)$ représente la vitesse d'une particule fluide M de Ω_f .

- Sur le toit de la soufflerie numérique Σ_r , une condition de paroi avec glissement est imposée :

$$\vec{U} \cdot \vec{t} \neq 0 \Big|_{\Sigma_r}, \quad (\text{III.4})$$

- Sur la surface d'entrée (Σ_e), une condition de vitesse longitudinale uniforme suivant \vec{x} est imposée. Pour les simulations 3D, la vitesse U_∞ imposée est constante sur toute la surface Σ_e :

$$\vec{U} \cdot \vec{x} = U_\infty \Big|_{\Sigma_e}, \quad (\text{III.5})$$

- Pour représenter les fuites latérales naturelles de l'écoulement de soubassement tridimensionnel [CHO-96], la condition aux limites sur Σ_e se scinde en deux parties pour les simulations 2D :

$$\vec{U} \cdot \vec{x} = \bar{U} \Big|_{\Sigma_e} \quad \text{avec} \quad \bar{U} = \begin{cases} U_{e1} = U_\infty \text{ sur } \Sigma_{e1} \\ U_{e2} = 0.6 \times U_\infty \text{ sur } \Sigma_{e2} \end{cases}, \quad (\text{III.6})$$

où (Σ_{e1}) est la surface d'entrée située au dessus de la géométrie et (Σ_{e2}) la surface située en dessous.

- Sur la surface (Σ_s), une condition aux limites d'écoulement libre en vitesse et en pression \bar{p} est imposée, telle que :

$$p = \bar{p} \Big|_{\Sigma_s} = p_0 , \quad (\text{III.7})$$

où $p_0=101325$ Pa représente la pression atmosphérique.

- Enfin, l'écoulement de jet synthétique est appliqué sur Σ_j par l'intermédiaire d'une condition aux limites de vitesse normale $u_j(\vec{X}_j, t)$ dont les évolutions temporelle et longitudinale sont choisies sinusoïdales. Cette condition aux limites s'exprime sous la forme suivante :

$$\vec{U} \cdot \vec{n}(\vec{X}_j, t) = \bar{U}_j(\vec{X}_j, t) \Big|_{\vec{X}_j \in \Sigma_j} = U_{\max} \cdot \cos(\omega_j t) \cdot \cos\left(\frac{\pi |\vec{X}_j \cdot \vec{x}_j|}{d}\right) \Big|_{\vec{X}_j \in \Sigma_j} , \quad (\text{III.8})$$

avec \vec{X}_j les coordonnées d'une particule fluide M dans le repère $(O, \vec{x}_j, \vec{y}_j, \vec{z}_j)$ lié à la fente (Figure III.1), U_{\max} l'amplitude maximale de la vitesse au centre de l'orifice et ω_j la pulsation de travail du jet synthétique.

Par intégration sur la surface (Σ_j) de la condition aux limites en vitesse (II.57), le coefficient de quantité de mouvement (II.57) est égal pour l'étude numérique à :

$$C_\mu = \frac{U_{\max}^2 d w}{4 U_\infty^2 H_A l_A} , \quad (\text{III.9})$$

où d est la largeur et w la longueur de la fente du jet synthétique. Pour les simulations 2D, l'allongement de la fente et de la géométrie est unitaire, $w=l_A=1$.

1.3. Le maillage

Ce travail s'intègre dans le cadre d'un projet pour lequel plusieurs techniques de contrôle actif de l'écoulement sont mises à l'étude. Pour favoriser les comparaisons entre techniques de contrôle, le maillage utilisé dans cette étude reprend les préconisations obtenues par Rouméas [ROU-06]. L'influence du maillage effectuée par Rouméas repose sur la détermination des dimensions des sous-domaines situés au niveau de la jonction entre le pavillon et la lunette arrière pour que le gradient de pression adverse et le décollement soient correctement reproduits et indépendant du maillage. Cette partie propose donc la description du maillage mis en place.

Le maillage volumique utilisé pour modéliser l'écoulement dans Ω_f est cartésien et régulier par sous-domaines (Ω_i) imbriqués les uns dans les autres tels que :

- le domaine Ω_{i+1} est inclus dans le domaine Ω_i ,
- la résolution du domaine Ω_{i+1} est deux fois plus fine que celle du domaine Ω_i .

1.3.1. Maillage fixe autour de la géométrie

Dans cette étude, 13 sous-domaines $(\Omega_i)_{i \in [0,12]}$ invariants sont utilisés : les niveaux les plus élevés $(\Omega_i)_{i \in [9,12]}$ (correspondant aux éléments de maillage les plus fins) sont situés au voisinage de la géométrie de telle sorte que la géométrie soit entièrement contenue dans le sous-domaine Ω_9 . Le maillage est ensuite resserré au niveau de la rupture de pente et des arêtes latérales où apparaissent les décollements.

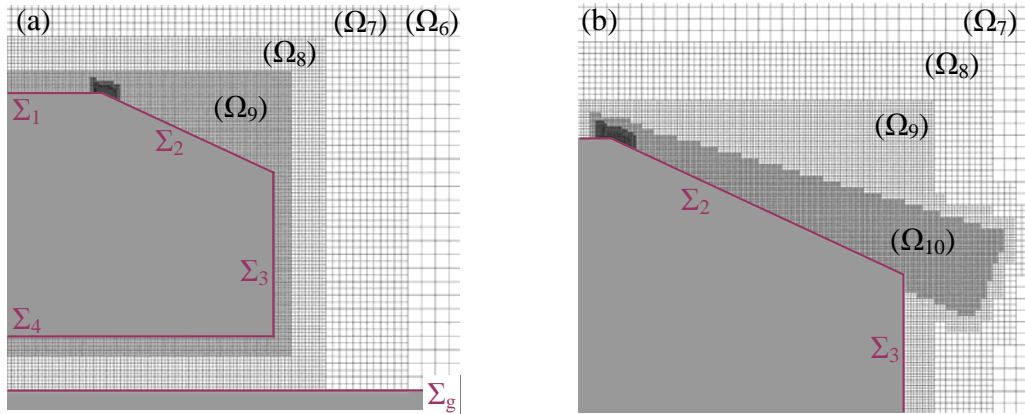


Figure III.2 : Représentation du maillage par sous-domaines imbriqués dans le plan longitudinal (a) de symétrie et (b) tangent au flan gauche, de la géométrie

La dimension des éléments diffère en fonction des simulations[‡] :

- Pour les simulations 2D, la longueur caractéristique des éléments du sous-domaine Ω_{12} est égale à 2×10^{-4} m. La hauteur de couche limite théorique en fin de pavillon est de l'ordre de 2.10^{-2} m. La hauteur de première maille correspond ainsi à un y^+ de l'ordre de 30 correspondant à la sous-couche logarithmique de la couche limite turbulente.
- Pour les simulations 3D, la longueur caractéristique des éléments du sous domaine Ω_{12} est égale à 2.5×10^{-4} m. La hauteur de première maille correspond ainsi à $y^+ \sim 40$. De plus, deux sous-domaines coniques Ω_{10} sont positionnés le long des arêtes latérales de lunette arrière. Ces sous-domaines sont dimensionnés de telle sorte que les structures tourbillonnaires longitudinales y soient incluses.

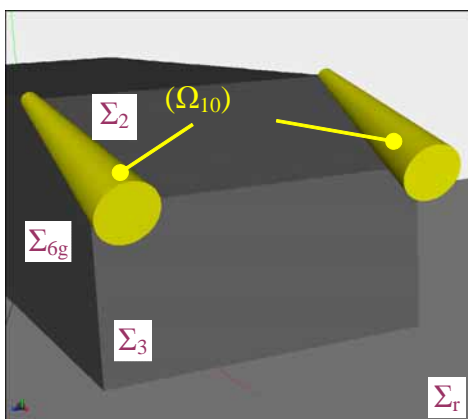


Figure III.3 : Représentation des sous-domaines coniques (Ω_{10}) dimensionnés pour les structures tourbillonnaires longitudinales

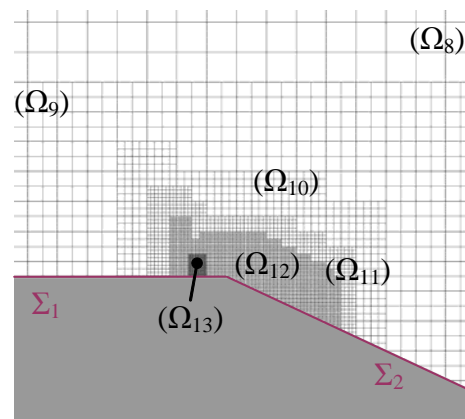


Figure III.4 : Représentation du maillage au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2)

Dans les sous-domaines suivant $(\Omega_i)_{i \in [0,8]}$, la taille des mailles est multipliée par deux.

[‡] Le maillage 2D coïncide avec une coupe dans le plan longitudinal de symétrie ($y=0$) du maillage 3D.

1.3.2. Maillage mobile au dessus de la fente

Pour augmenter le nombre d'éléments de maillage au dessus de la surface de sortie de jet synthétique (Σ_j), un sous domaine Ω_{13} inclus dans Ω_{12} est positionné au dessus de (Σ_j) (Figure III.4). La position du sous-domaine varie avec la position de la fente. La longueur l_{13} des éléments de maillage qui décomposent ce sous-domaine est égale à :

- $l_{13}=1 \times 10^{-4}$ m en 2D (5 nœuds sur la fente),
- $l_{13}=1.25 \times 10^{-4}$ m en 3D (4 nœuds sur la fente selon \bar{x}_j).

1.3.3. Nombre d'éléments du maillage

Le nombre total d'éléments volumiques de discrétisation du domaine Ω_f est de l'ordre de :

- 1.8×10^5 pour les simulations 2D, dont 1.4×10^4 répartis à proximité de la géométrie
- 1.5×10^7 pour les simulations 3D, dont 1.3×10^7 répartis à proximité de la géométrie.

1.4. Les temps caractéristiques

1.4.1. Définitions des temps caractéristiques

La modélisation numérique des écoulements instationnaires passe par la recherche d'un compromis entre le temps de simulation et le temps physique de l'écoulement. Les temps caractéristiques des simulations sont définis ci-dessous. Les valeurs numériques obtenues pour les deux types de simulation sont récapitulées dans la Table III.1.

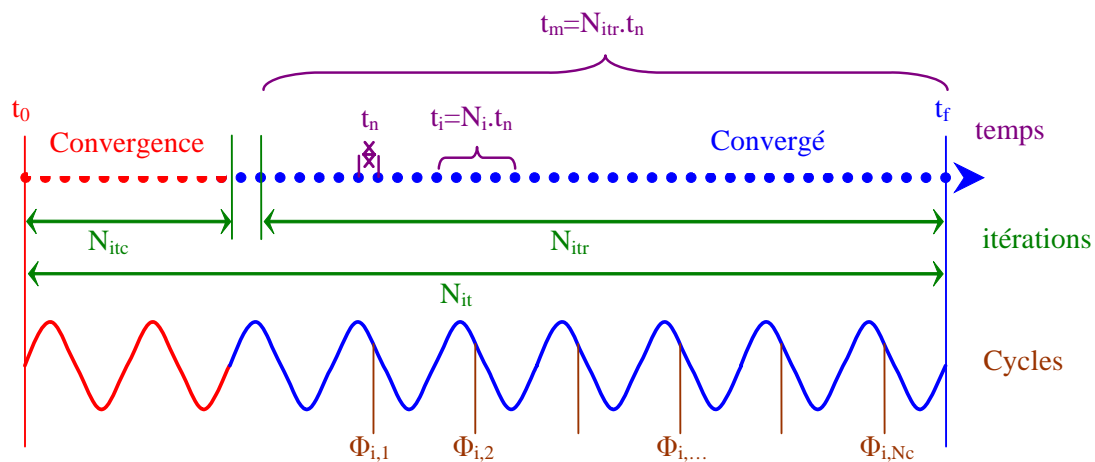


Figure III.5 : Représentation schématique des différents temps de simulation numérique

Le pas de temps t_n d'itération des calculs dans chaque sous domaine de maillage $(\Omega_i)_{i \in [0,13]}$ est imposé dans PowerFlow par le critère de stabilité CFL (Courant-Friedrichs-Lewy). Le critère repose sur la longueur de plus petite maille l_{13} et sur la définition à priori par l'utilisateur de la vitesse maximale attendue dans le domaine fluide. Pour toutes les simulations, la vitesse maximale est fixe est égale à 60 m.s^{-1} . Les calculs sont réalisés sur N_{it} itérations et la convergence des résultats est obtenue après N_{itc} itérations (Figure III.5). Les résultats sont enregistrés sur les N_{itr} derniers pas de temps de simulation qui représentent un temps physique (réel) simulé égal à :

$$t_m = N_{itr} * t_n , \quad (III.10)$$

Les résultats sont alors enregistrés sous trois formes :

- instantannés : La fréquence d'enregistrement des résultats instantannés est réduite en moyennant les résultats recueillis sur N_i itérations de calcul. La période d'acquisition t_i est alors égale à :

$$t_i = N_i * t_n , \quad (III.11)$$

et la fréquence associée :

$$f_i = 1/t_i , \quad (III.12)$$

- moyennés : L'écoulement moyen est calculé en moyennant les données sur les N_{itr} derniers pas de temps de simulation.
- synchronisés en phase avec le jet synthétique : Les résultats synchronisés en phase sont calculés en moyennant sur N_c cycles de jet synthétique, les résultats instationnaires obtenus pour une même phase angulaire Φ .

Afin d'élargir le spectre de visualisation des résultats en certain points de Ω_f , des "sondes numériques" sont utilisées. Les "sondes numériques" sont de petits volumes du domaine fluide sur lesquels les résultats sont moyennés tous les $N_s < N_m$ itérations. La fréquence f_s d'acquisition correspondante est ainsi égale à :

$$f_s = 1/(N_s * t_n) > f_i , \quad (III.13)$$

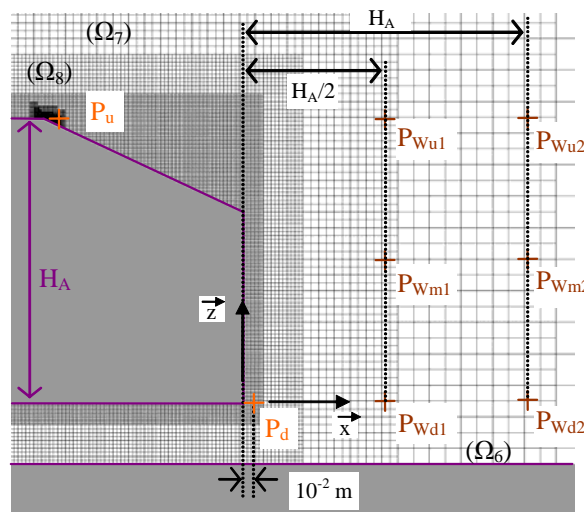


Figure III.6 : Position des sondes numériques utilisées pour l'analyse des écoulements 2D (orange) et 3D (marron) dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée

Les sondes numériques sont positionnées à différents endroits en aval de la géométrie (Figure III.6) :

- pour l'étude 2D, elles sont placées à hauteur de la nappe de cisaillement de la couche limite en fin de pavillon P_u et de soubassement P_d .

- pour l'étude 3D, elles sont positionnées dans le plan longitudinal médian du sillage pour deux abscisses, $x/H_A=0.5$ (P_{wi1}) et 1 (P_{wi2}), et trois ordonnées, $z/H_A=0$ ($i=d$), 0.5 ($i=m$) et 1 ($i=u$).

La fréquence d'acquisition des sondes numériques bidimensionnelles est égale à 2.0×10^4 Hz. En revanche, pour les simulations 3D, le critère de convergence CFL utilisé par PowerFlow limite la fréquence d'acquisition des mesures dans le sous-domaine de maillage Ω_7 (Ω_8) à 2.3×10^4 Hz (resp. 1.1×10^4 Hz).

<i>Simulation</i>	<i>2D</i>	<i>3D</i>
l_{13} ($x10^{-4}$ m)	1	1.25
U_∞ ($m.s^{-1}$)	40	25
t_n (s)	5×10^{-7}	6.8×10^{-7}
N_{it}	5×10^5	3×10^5
N_{itc}	10^5	10^5
N_{itr}	3.5×10^5	2×10^5
t_m (s)	0.175	0.136
N_i	1750	1850
t_i (s)	8.8×10^{-4}	1.3×10^{-3}
f_i (Hz)	1.1×10^3	795
N_c	20	13
N_s	250	50
f_s (Hz)	8×10^3	2.9×10^4

Table III.1 : Récapitulatif des temps caractéristiques pour les calculs et les résultats

Dans cette partie le problème numérique est posé pour les simulations 2D et 3D. Des simplifications du problème réel sont réalisées pour aboutir à un compromis entre temps de simulation et représentation du problème physique. Les principales simplifications sont :

- l'omission de l'arrondi à l'avant et des pieds de la géométrie,
- la représentation du jet synthétique par une condition aux limites de vitesse instationnaire (III.8) imposée sur Σ_j .

1.5. Définitions des grandeurs utilisées pour l'analyse

L'analyse de l'influence du contrôle par jet synthétique est réalisée en étudiant l'évolution des grandeurs physiques de l'écoulement. Ces grandeurs sont définies dans la suite de ce paragraphe.

La vitesse instantannée $\vec{u}(\vec{X}, t)$ d'une particule fluide M, de coordonnées \vec{X} , de Ω_f au temps t se décompose dans le repère $(O_A, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\vec{u}(\vec{X}, t) = \begin{pmatrix} u_x \cdot \vec{x} \\ u_y \cdot \vec{y} \\ u_z \cdot \vec{z} \end{pmatrix}, \quad (\text{III.14})$$

où O_A est positionnée dans le plan de symétrie de la géométrie au niveau de la rupture de pente entre Σ_3 et Σ_4 .

La vitesse temporelle moyenne au point M est notée U et moyennée en synchronisation de phase \hat{U} .

La vorticité instantannée $\vec{\omega}$, de composantes $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$, est définie par :

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u}(\vec{X}, t)) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u_x & u_y & u_z \end{vmatrix} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{vmatrix}, \quad (\text{III.15})$$

La vorticité, invariante par changement de repère, permet de visualiser les régions de l'écoulement soumises à des gradients de vitesse importants, comme les nappes de cisaillement et structures tourbillonnaires. La vorticité temporelle moyenne est notée $\vec{\bar{\Omega}}$ et moyennée en synchronisation de phase $\vec{\bar{\Omega}}$.

L'énergie cinétique turbulente est définie par :

$$k = U_x'^2 + U_y'^2 + U_z'^2 + k_{\text{mod}}, \quad (\text{III.16})$$

où k_{mod} est la contribution modélisée par le code de calcul, U_x' , U_y' et U_z' représentent l'écart-type des fluctuations de vitesse suivant les 3 directions et sont définis par :

$$U_p' = \frac{1}{N_{\text{TF}}} \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{TF}}} (u_i - U_i)^2} \Bigg|_{p=x,y,z}, \quad (\text{III.17})$$

Cette grandeur est analysée dans le plan longitudinal médian et le nombre de champs médians utilisés pour calculer l'écart-type N_{TF} est égal à 198.

Le coefficient de perte de pression d'arrêt ou perte d'énergie volumique C_{pi} est défini par :

$$C_{pi} = \frac{P_{i0} - P_i}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}, \quad (\text{III.18})$$

où P_{i0} est la pression d'arrêt de l'écoulement amont et P_i la pression d'arrêt locale au point M.

Le coefficient de pression statique C_p est défini par :

$$C_p = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}, \quad (\text{III.19})$$

où P_0 est la pression statique de l'écoulement amont (pression atmosphérique de référence prise égale à 101325 Pa) et P la pression statique locale.

Ce coefficient sans dimension est lié au C_{pi} par la relation :

$$C_{pi} = 1 - C_p - \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^2, \quad (\text{III.20})$$

A la surface de la géométrie, la condition d'adhérence donne $U=0$. La relation (III.20) montre alors que l'augmentation des pertes d'énergie volumique à proximité de la paroi se traduit par une diminution des valeurs de C_p et de pressions statiques.

Les efforts aérodynamiques (II.1) sont calculés par intégration des forces de frottement et de pression statique sur Σ_A . Les coefficients aérodynamiques (II.5) sont déduits avec la vitesse U_∞ et le maître couple $S_\infty = H_A \cdot l_A$ comme échelles de références.

L'efficacité aérodynamique de la solution de contrôle est principalement évaluée à partir de la réduction de traînée ΔC_x vis-à-vis du cas non contrôlé :

$$\Delta C_x = 100 \frac{C_{x0} - C_x}{C_{x0}}, \quad (\text{III.21})$$

où C_x et C_{x0} sont respectivement les coefficients de traînée aérodynamique moyenne avec et sans contrôle.

Les résultats enregistrés par les sondes numériques sont analysés sous forme de densités spectrales de puissance.

La Densité Spectrale de Puissance (DSP) est calculée à partir d'un signal temporel $p(t)$, de vitesse ou de pression statique, relevé ponctuellement (sonde numérique) ou dans le plan longitudinal médian. Le signal temporel $p(t)$ est tout d'abord décomposé en N_b blocs $p_i(t)$ avec un recouvrement R_b . Le spectre $P_i(f)$ associé à chaque bloc $p_i(t)$ est ensuite calculé sous la forme d'une transformée de Fourier définie par :

$$P_i(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\text{Han}}(t) p_i(t) e^{-2\pi i f t} dt, \quad (\text{III.22})$$

où $w_{\text{Han}}(t)$ est une fenêtre de troncature temporelle de Hanning utilisée pour atténuer les effets de lobes secondaires liées à la non périodicité du signal à chaque extrémité.

La densité spectrale de puissance $S_{pp}(f)$ est ensuite calculée simplement comme la moyenne des autospectres de chaque bloc $p_i(t)$:

$$S_{pp}(f) = \frac{\sum_{i=1}^{N_b} P_i(f) \cdot P_i^*(f)}{N_b}, \quad (\text{III.23})$$

où P_i^* est la fonction conjuguée de P_i .

Dans le plan longitudinal médian, les cartographies de densité spectrale de puissance sont reportées filtrées sur la bande de fréquence. La bande de fréquence du filtrage est choisie à l'aide des pics de DSP identifiés ponctuellement.

Enfin, le code de calcul PowerFlow propose un outil pour reconstruire l'évolution temporelle des fluctuations de pression statique (ou de tout autre grandeur physique) sur une bande de fréquence Δf_c centrée sur la fréquence f_c . Cet outil repose sur le calcul de la transformée de Fourier inverse $P_i^{-1}(t)$ du spectre de fréquence $P_i(f)$ définie par :

$$P_i^{-1}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{\text{PB}}(f_c) P_i(f) e^{2\pi i f t} df, \quad (\text{III.24})$$

où $w_{BP}(f_c)$ est un filtre passe-bande centré sur la fréquence f_c . La bande passante du filtre est directement liée à la résolution fréquentielle du spectre.

Maintenant que le problème et les éléments d'analyse sont définis, explorons le potentiel de réduction de traînée aérodynamique par jet synthétique d'une géométrie bidimensionnelle.

Chapitre III.2 - Exploration numérique sur une géométrie simplifiée bidimensionnelle

Dans ce chapitre, le potentiel de réduction de traînée à l'aide de contrôle par jet synthétique est exploré numériquement sur une géométrie simplifiée bidimensionnelle de véhicule automobile. Cette étude commence par la description moyenne et fréquentielle de l'écoulement de sillage aérodynamique de la géométrie sans contrôle (§ III.2.1). Ensuite, l'influence du jet synthétique sur la réduction de traînée aérodynamique est examinée de façon paramétrique lorsque le coefficient de quantité de mouvement (§ III.2.2.1) et la fréquence réduite (§ III.2.2.2) varient indépendamment. Cette étude permet d'identifier une fréquence réduite optimale de fonctionnement du contrôle pour laquelle les réductions de C_x sont maximales. Enfin, pour cette fréquence réduite optimale, une analyse fréquentielle (§ III.2.3.1) et en synchronisation de phase de l'écoulement de sillage (§ III.2.3.2) et de l'interaction à hauteur de l'orifice (§ III.2.3.3) est proposée afin d'approfondir les mécanismes de contrôle en fonction du C_μ .

2.1. L'écoulement sans contrôle

Une cartographie de vorticitée instantannée ϖ_y relevée dans le sillage au voisinage du culot est reportée Figure III.7. L'écoulement fait apparaître des instabilités de type Von Karman qui conduisent à la formation d'une allée tourbillonnaire composée des structures T_1 (rotation horaire, $\varpi_y > 0$) et T_2 (rotation trigonométrique, $\varpi_y < 0$) émises dans le sillage. Ces structures tourbillonnaires sont issues de l'enroulement des lignes de cisaillement créées par le décollement des couches limites aux niveaux des arêtes adjacentes au pavillon (Σ_1) et à la lunette arrière (Σ_2), d'une part, puis au culot (Σ_3) et au soubassement (Σ_4) d'autre part.

Sur la Figure III.7, une troisième structure tourbillonnaire T_3 , plus petite que les deux précédentes (T_1 et T_2), apparaît sur le bas de la lunette arrière. Cette structure, positionnée au voisinage de l'arête située entre la

lunette arrière (Σ_2) et le culot (Σ_3), se forme sous l'influence de la rotation de la structure tourbillonnaire T_1 et s'enroule dans le sens trigonométrique.

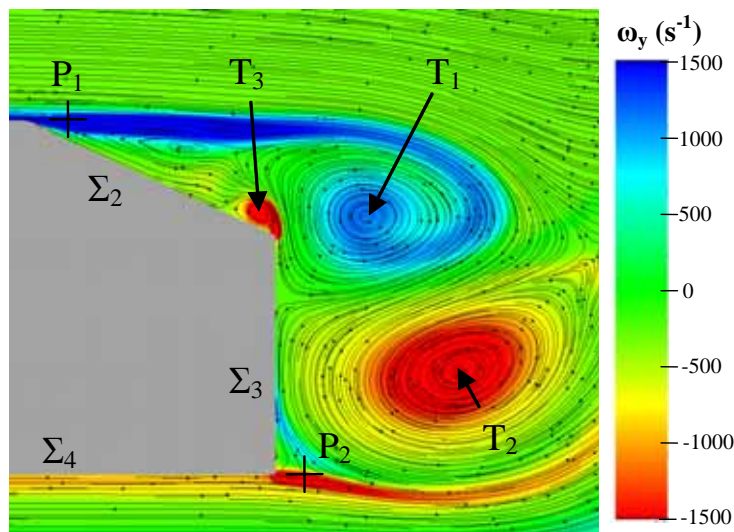


Figure III.7 : Champ de vorticité instantanée ω_y et lignes de courant dans le sillage de la géométrie

2.1.1. Caractérisation fréquentielle du sillage

Les fréquences naturelles d'émission f_1 et f_2 de ces deux structures tourbillonnaires sont caractérisées à l'aide des densités spectrales de puissance (III.23) des signaux temporels de pression statique enregistrés par les sondes numériques P_1 et P_2 . Les sondes P_1 et P_2 sont positionnées 10^{-2} m en aval de la géométrie simplifiée, sur deux axes prolongeant respectivement les surfaces Σ_1 et Σ_4 , à hauteur des lignes de cisaillement issues du pavillon et du soubassement (Figure III.7).

La DSP du signal temporel de $c_x(t)$ est également reportée sur la Figure III.8. Pour ajuster les échelles, chaque densité spectrale de puissance est adimensionnée par sa valeur maximale (DSP_{\max}).

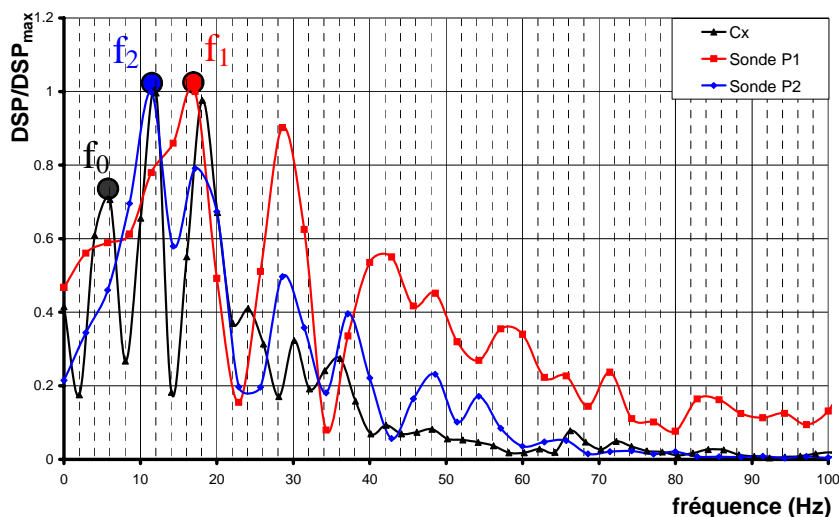


Figure III.8 : Densités Spectrales de Puissance (DSP) adimensionnées du signal de traînée et des signaux de pression statique en P_1 et P_2 sans contrôle

De chacune des densités spectrales de puissance des sondes de pression statique P_1 et P_2 se dégage une fréquence dominante, respectivement $f_1=18$ Hz et $f_2=12$ Hz (Figure III.8). La position des sondes numériques suggère que les fréquences naturelles (sans contrôle) f_1 et f_2 sont associées à l'émission des structures

tourbillonnaires qui se forment à l'arrière, respectivement sur le haut et le bas, de la géométrie. Les valeurs des nombres de Strouhal (II.8), construits avec $L_{\text{ref}}=H_A$ et $U_\infty=40$ et 24 m.s^{-1} , associés à ces deux fréquences sont respectivement égaux à $St_1=0.13$ et $St_2=0.14$. La proximité de ces deux valeurs montre que la dynamique d'émission des structures tourbillonnaires est définie par la vitesse de l'écoulement transverse à chacune des surfaces, pavillon (Σ_1) et soubassement (Σ_4). Cette valeur du nombre de Strouhal caractérise également la formation de l'allée de Von Karman en aval d'un cylindre carré [KIM-03].

De la DSP calculé à partir du signal de traînée (courbe noire sur la Figure III.8), trois pics de puissance se dégagent. Deux des trois pics correspondent aux fréquences d'émissions des structures tourbillonnaires f_1 et f_2 identifiées à partir des sondes de pression statiques. La fréquence associée au troisième pic f_0 est quant à elle égale à la différence :

$$f_0 = f_1 - f_2 , \quad (\text{III.25})$$

L'apparition de cette troisième fréquence résulte du couplage, dans le sillage de la géométrie, des structures tourbillonnaires qui prennent naissance sur le haut et le bas de la géométrie.

La comparaison de ces densités spectrales d'énergie confirme le fait que l'évolution temporelle de la traînée aérodynamique $C_x(t)$ de la géométrie est directement liée à la formation de l'allée de structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage.

2.1.2. Caractérisation moyenne du sillage

Les pertes énergétiques générées par le développement de l'instabilité de Von Karman dans le sillage de la géométrie sont observées à l'aide de cartographie de C_{pi} de l'écoulement moyen (Figure III.9).

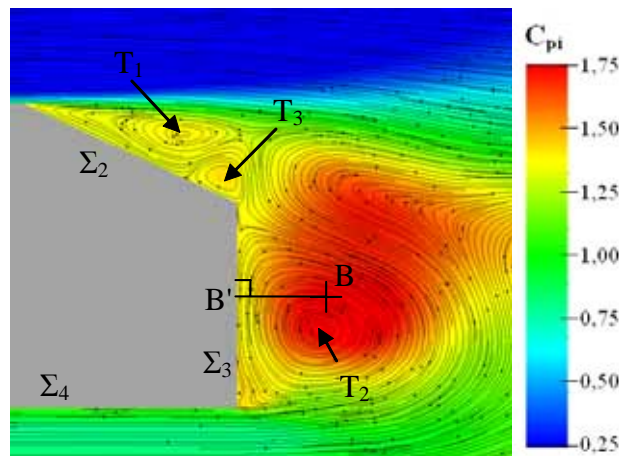


Figure III.9 : Cartographie de perte de pression d'arrêt C_{pi} moyen et ligne de courant dans le sillage

La cartographie de C_{pi} complétée des lignes de courant (Figure III.9), fait apparaître d'importantes pertes de pression d'arrêt dans le sillage. Les valeurs maximales, supérieures à 1.75, sont relevées au voisinage du centre B de la structure tourbillonnaire T_2 alimentée par l'écoulement de soubassement. Ces fortes valeurs résultent de l'émission alternée des structures tourbillonnaires T_1 et T_2 dont les centres sont le siège de pertes de pression d'arrêt importantes [LEH-05]. Sur la lunette arrière (Σ_2), les structures tourbillonnaires T_1 et T_3 font apparaître deux poches de recirculation dans lesquelles les coefficients de perte de pression d'arrêt sont proches de 1.3.

Les pertes d'énergie volumique observées dans le sillage engendrent à la surface de la géométrie une évolution des pressions statiques. Cette évolution est reportée sous forme de coefficient de pression statique C_p (III.19) sur la Figure III.10. Les coefficients moyens de pression statique sont reportés suivant la direction \vec{z} transversale à l'écoulement telle que l'origine A coïncide avec le bas du culot (Σ_3). L'ordonnée z d'un point de la surface est adimensionnée par la hauteur H_A du véhicule.

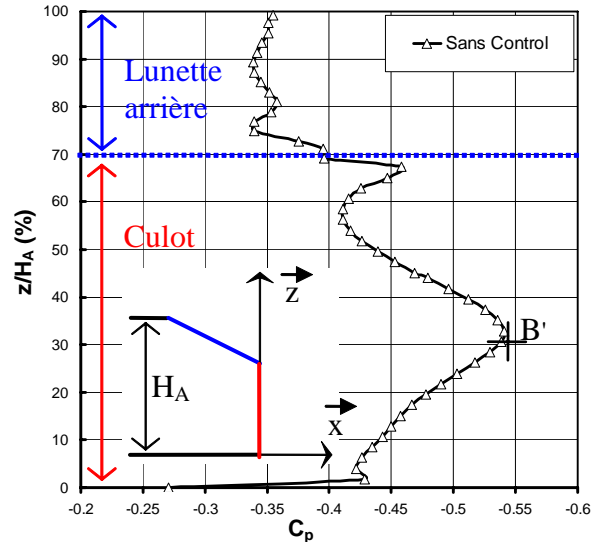


Figure III.10 : Distribution de coefficient de pression statique C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée.

La distribution des coefficients de pression statique C_p varie en fonction de la surface (Figure III.10) :

- Sur la lunette arrière (Σ_2), la répartition des pressions statiques fait apparaître un plateau de pression ($C_p \sim -0.35$) caractéristique d'une région décollée. Cette région est limitée sur la partie supérieure par la nappe de cisaillement qui est à l'origine de la formation de la structure tourbillonnaire T_1 .
- Au culot (Σ_3), les valeurs de C_p varient entre -0.42 sur le haut et le bas du culot, et -0.54 au centre. Le point B' coïncide avec la projection orthogonale du maximum de perte de pression d'arrêt relevé dans le sillage de la géométrie (Figure III.9 et relation (III.20) avec $U=0$ à la paroi).

Les valeurs de C_p négatives sur Σ_2 et Σ_3 montrent que les distributions de pression statique à l'arrière de la géométrie sont sources de traînée. Pour la réduire, il est nécessaire d'augmenter les pressions statiques en :

- retardant le décollement de lunette arrière et la formation de la structure tourbillonnaire T_1 afin de reporter en aval de la géométrie les pertes énergétiques liées au développement de cette structure.
- modifiant la dynamique instationnaire de l'instabilité de Von Karman pour distribuer les pertes énergétiques différemment dans l'écoulement de sillage.

Dans cette perspective et dans les développements qui vont suivre, l'influence du contrôle par jet synthétique est étudiée et analysée à partir du coefficient de quantité de mouvement C_μ (III.9) et de la fréquence réduite F_W^+ (II.51).

2.2. L'écoulement moyen avec contrôle

L'efficacité du contrôle est dans un premier temps quantifiée en comparant les coefficients de traînée aérodynamique moyen relevés avec et sans contrôle. Des cartographies de coefficients de pertes de pression d'arrêt C_{pi} et les distributions de coefficient de pression statique C_p relevés sur la lunette arrière (Σ_2) et le culot (Σ_3) complètent l'analyse. Dans ce qui suit, l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique est analysée en pourcentage de réduction de C_x par rapport au cas de référence sans contrôle (III.21).

2.2.1. Influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ ($F_w^+ = 1$)

L'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ est analysée pour des valeurs comprises entre 6.8×10^{-6} et 6.8×10^{-4} . Cette gamme de C_μ correspond à des vitesses maximales U_{max} (III.8) imposées au centre du jet comprises entre 5 et 60 $m.s^{-1}$. La largeur et la position de l'orifice restent fixes et la fréquence f_j du jet synthétique est égale à l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement incident $f_w = 140$ Hz (II.50) ($F_w^+ = 1$). Les résultats obtenus en termes de réduction de C_x moyen en fonction de C_μ sont reportés sur la Figure III.11.

2.2.1.1. Réduction de traînée aérodynamique

Sur la Figure III.11, les réductions de traînée aérodynamique moyenne augmentent avec les valeurs de C_μ jusqu'à obtention d'une valeur maximale (zone A), puis d'une valeur palier inférieure (zone B). Un accroissement important de traînée, de l'ordre de 15%, est relevé pour la valeur $C_\mu = 6.8 \times 10^{-6}$. Pour des valeurs de C_μ plus importantes, égales à 6.1×10^{-5} et 1.1×10^{-4} , la traînée aérodynamique diminue puis augmente de 5%. Lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente mais reste compris entre 1.6×10^{-5} et 3.5×10^{-5} la réduction de traînée se stabilise entre 16% et 19%. Au-delà et pour des valeurs supérieures à 5.5×10^{-4} , la réduction de traînée aérodynamique diminue et semble se stabiliser autour de 14%.

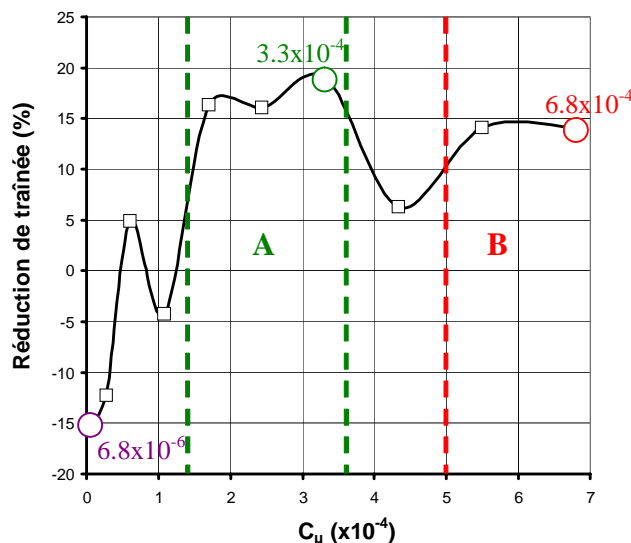


Figure III.11 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ avec $F_w^+ = 1$

Ces résultats coïncident avec les observations faites par Seifert *et al.* [SEI-99] et Glezer *et al.* [GLE-05] sur des écoulements aérodynamiques autour de profils d'aile (§ II.4.1.3.2). Selon ces auteurs, les coefficients aérodynamiques évoluent continûment avec l'accroissement de la vitesse de soufflage du jet synthétique, diminution de la traînée et augmentation de la portance, jusqu'à obtention d'une valeur seuil au-delà de laquelle l'efficacité du contrôle n'augmente plus. L'existence de cette valeur seuil suggère que l'apport d'énergie ou de quantité de mouvement ne s'effectue alors plus exclusivement en proche paroi (couche limite) mais dans une région supérieure dans laquelle l'apport d'énergie a moins d'incidence pour le contrôle (§ III.2.3.2.4).

2.2.1.2. Coefficient de pression statique C_p

L'évolution des distributions des coefficients de pression statique C_p sur l'arrière de la géométrie est examinée pour quatre valeurs de C_μ ($C_\mu=0$, 6.8×10^{-6} , 3.3×10^{-4} , 6.8×10^{-4}) afin d'expliquer l'évolution de la traînée aérodynamique (Figure III.12).

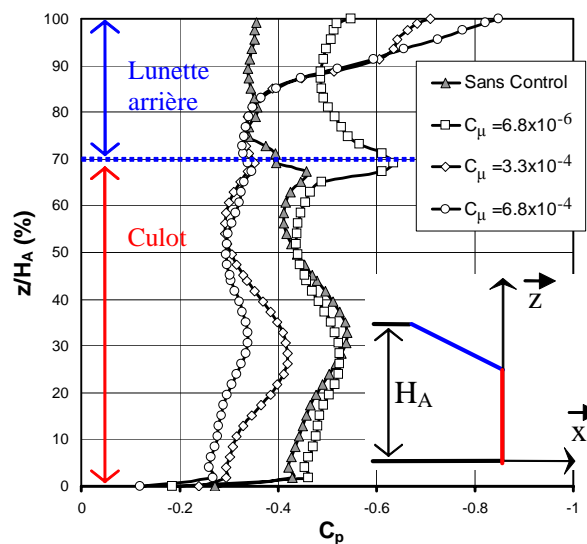


Figure III.12 : Distributions de C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée sans et avec contrôle pour $F_w^* = 1$ et $C_\mu = 0, 6.8 \times 10^{-6}, 3.3 \times 10^{-4}, 6.8 \times 10^{-4}$

Sur la lunette arrière (Σ_2), deux phénomènes physiques distincts sont mis en évidence :

- **Un premier phénomène** est associé à l'existence d'un plateau de pression statique sur la hauteur de la lunette arrière. Ce plateau caractéristique d'un décollement pour un écoulement sans contrôle, est également mis en évidence avec contrôle pour des valeurs de C_μ inférieures à 1.1×10^{-4} .
- **Un second phénomène** est associé à l'existence d'une région à très faibles coefficients de pression statique, de l'ordre de $C_p = -0.85$. Aucun plateau de pression n'est mis en évidence, la valeur minimale de pression statique est relevée sur le haut de la lunette arrière et les coefficients de pression statique augmentent du haut vers le bas de la lunette arrière. Ce phénomène physique, traditionnellement associé au recollement de la couche limite sur des profils d'aile et ici sur la lunette arrière, apparaît pour des C_μ supérieurs ou égaux à 3.3×10^{-4} .

Au culot (Σ_3), les profils des distributions de pression statique sont comparables pour les quatre configurations analysées ici (Figure III.12). Les valeurs locales de ces coefficients augmentent avec le

coefficient de quantité de mouvement et les valeurs minimales locales sont toutes relevées au voisinage de l'ordonnée réduite $z/H_A=33\%$. Les coefficients de perte de pression statique au culot augmentent lorsque l'écoulement est recollé sur la lunette arrière (second phénomène physique) et les écarts relevés avec et sans contrôle sont proche de 0.20.

Pour des coefficients de quantité de mouvement C_μ inférieurs ou égaux à 6.8×10^{-6} , les distributions des coefficients de pression statique C_p sur la lunette arrière et au culot sont comparables aux distributions relevées sans contrôle (voir premier phénomène physique). Les coefficients relevés sur Σ_2 sans et avec contrôle (avec $C_\mu=6.8 \times 10^{-6}$) sont respectivement égaux à -0.35 et -0.50, tandis que les distributions sur Σ_3 restent comparables. La traînée aérodynamique augmente ainsi de l'ordre de 15%.

Pour des coefficients de quantité de mouvement plus importants ($C_\mu=3.3 \times 10^{-4}$ et $C_\mu=6.8 \times 10^{-4}$) le décollement de lunette arrière est supprimé et les coefficients de pression statique sont inférieurs aux coefficients relevés sans contrôle (C_p compris entre -0.85 et -0.34 du haut en bas de Σ_2). Cette réduction est défavorable à la réduction de la traînée aérodynamique. Sur Σ_3 , les valeurs des C_p augmentent avec les valeurs du coefficient de quantité de mouvement. La contribution globale du culot à la traînée totale étant supérieure à celle de la lunette arrière (70% contre 30%), la traînée aérodynamique totale diminue de 14% et 18% pour les valeurs croissantes de C_μ respectivement égales à 3.3×10^{-4} et 6.8×10^{-4} .

Les travaux de Smith *et al.* [SMI-98] montrent que l'écoulement moyen de jet synthétique induit en proche paroi une région de faible pression dont l'importance est mise en évidence dans ce travail (C_p inférieurs à -0.8 sur la haut de la lunette arrière pour la valeur $C_\mu=6.8 \times 10^{-4}$). Ainsi :

- Lorsque la vitesse maximale du jet synthétique est faible (faible C_μ), la dépression créée sur le haut de la lunette arrière est en moyenne insuffisante pour permettre le rattachement de l'écoulement. Le plateau de pression caractéristique des décollements subsiste, les pressions statiques de lunette arrière diminuent, les pressions statiques au culot évoluent peu et la traînée aérodynamique augmente. Ces résultats sont associés au premier phénomène physique décrit précédemment.
- Lorsque la vitesse du jet devient suffisante (valeur de C_μ au moins égale à 1.6×10^{-4} (zone A, Figure III.11), la dépression moyenne générée par le jet synthétique à la sortie de l'orifice provoque le rattachement de l'écoulement sur la lunette arrière, la dynamique tourbillonnaire de sillage évolue, les coefficients de pression statique au culot augmentent et la traînée aérodynamique diminue. Des réductions de traînée comprise entre 16% et 19% sont ainsi relevées. L'ensemble de ces résultats est associé au second phénomène physique décrit précédemment.
- Au-delà d'une valeur seuil ($C_\mu=3.3 \times 10^{-4}$) et pour des valeurs de C_μ supérieures à 5.5×10^{-4} (zone B, Figure III.11), la dépression devient trop importante. L'efficacité du jet synthétique diminue et le gain de traînée reste inférieur à 15%. Cette évolution apparaît principalement lorsque le faible accroissement des pressions statiques au culot ne compense pas la réduction des pressions statiques de lunette arrière.

Dans la section suivante l'influence de la fréquence réduite du jet synthétique est analysée à C_μ constant.

2.2.2. Influence de la fréquence réduite F_w^+ ($C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$)

Les travaux réalisés sur le thème du contrôle par jet synthétique (§ II.4.1.3.1) montrent que la fréquence d'excitation est l'un des paramètres clés du contrôle. Les caractéristiques, position et largeur, de l'orifice de jet synthétique restent inchangées. La valeur du coefficient de quantité de mouvement C_μ est fixée à 1.1×10^{-4} ($U_{\max}=20 \text{ m.s}^{-1}$) et l'analyse est réalisée pour trois fréquences réduites caractéristiques : $F_w^+ = 0.7$, 1.0 et 20.0.

2.2.2.1. Réduction de traînée aérodynamique

Les gains de traînée aérodynamique sont calculés pour des fréquences réduites F_w^+ comprises entre 0.1 et 20.0 (Figure III.13). Les résultats confirment la sensibilité des performances du contrôle à la fréquence d'excitation du jet synthétique. Pour la fréquence réduite $F_w^+ = 0.7$, la traînée aérodynamique diminue de 28% mais cette réduction décroît rapidement pour tendre vers zéro lorsque la fréquence réduite devient égale à 0.4 et 1.0. La traînée aérodynamique augmente lorsque $F_w^+ = 1.0$ (Figure III.11 et Figure III.13), et pour des fréquences réduites supérieures à 2, des diminutions de traînée comprises entre 8 et 12% sont relevées.

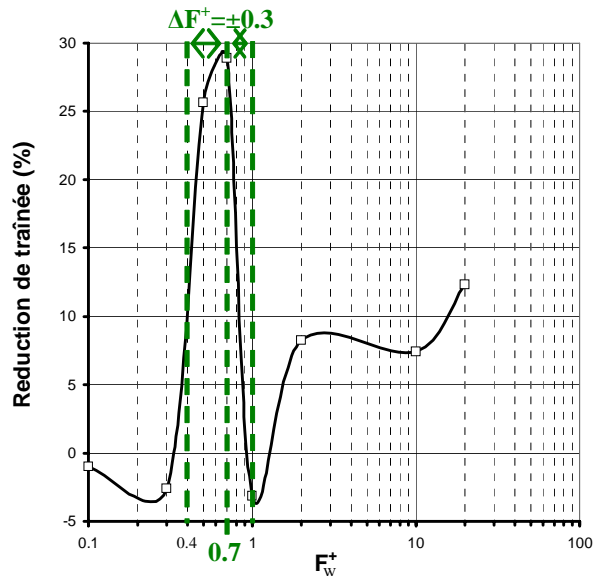


Figure III.13 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction de la fréquence réduite F_w^+ pour $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$

2.2.2.2. Coefficient de pression statique C_p

Les évolutions des coefficients de pression statique relevés sur la lunette arrière et au culot sont reportées Figure III.14 pour $F_w^+ = 0.7$, 1.0 et 20.0.

Pour la fréquence réduite $F_w^+ = 0.7$, l'évolution des pressions statiques sur la lunette arrière évolue du haut de la lunette vers le bas du culot de la façon suivante :

- **Sur la partie haute** de la lunette arrière, les coefficients de pression statique C_p sont constants et proche de -0.9. Cette valeur est à comparer à la distribution constante de coefficients de pression statique proche de -0.35 relevée sans contrôle. Dans les deux cas, la région à pression quasi constante caractérise une région décollée. Avec contrôle, l'étendue de cette région est plus petite,

mais associée à la diminution des valeurs de C_p , la contribution de la lunette arrière à la traînée globale est supérieure à celle relevée sans contrôle.

- **Sur le bas** de la lunette arrière, les coefficients de pression statique évoluent de façon continue de -0.9 vers -0.2. Comme précédemment, cette évolution continue des pressions statiques traduit un rattachement de l'écoulement. Cette distribution des C_p est associée au second phénomène physique mis en évidence au § III.2.2.1.2.

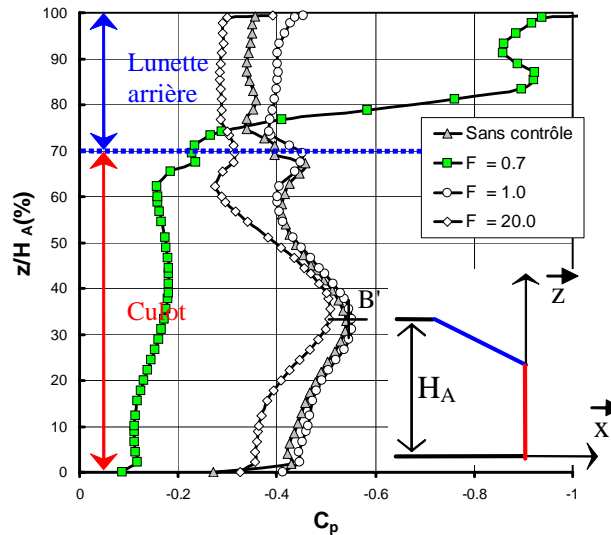


Figure III.14 : Distribution de C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée avec et sans contrôle pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ et $F_w^+=0.7, 1.0$ et 20.0

Les résultats reportés Figure III.14 montrent que l'obtention d'une recompression continue en fin de lunette arrière, pour une fréquence réduite F_w^+ de fonctionnement du jet synthétique égale à 0.7, s'accompagne d'une augmentation significative des pressions statiques de culot. Les coefficients de pression statique inférieurs à -0.40 sans contrôle deviennent proches de -0.15. La contribution des pressions statiques de culot est prépondérante sur celle de la lunette arrière et la traînée aérodynamique décroît de 28%.

Lorsque la fréquence réduite est égale à 20, l'excitation engendre un accroissement des pressions statiques dans la zone décollée de lunette arrière, -0.28 (avec contrôle) contre -0.35 (sans contrôle). Le décollement de lunette arrière subsiste et la pression statique augmente de manière significative sur les extrémités du culot, de part et d'autre du point B' associé au centre de la zone de pertes d'énergie volumique importantes dans le sillage (Figure III.14).

2.2.2.3. Coefficients de perte de pression d'arrêt C_{pi}

Les résultats de C_p suggèrent que la topologie de l'écoulement dans le sillage évolue significativement en fonction de la fréquence réduite F_w^+ . Les topologies d'écoulement sont maintenant examinées à l'aide des cartographies de C_{pi} relevées pour $F_w^+=0.7$ (Figure III.15.a) et 20.0 (Figure III.15.b).

La topologie de l'écoulement de sillage moyen relevée pour $F_w^+=0.7$ (Figure III.15.a) évolue significativement par rapport à la topologie sans contrôle (Figure III.9). Sans contrôle, les pertes d'énergie volumique au voisinage de Σ_3 sont associées à la structure tourbillonnaire T_2 issue du soubassement et dont

le sens de rotation est trigonométrique. Pour $F_w^+ = 0.7$, l'écoulement au culot est constitué d'une structure tourbillonnaire qui tourne dans le sens horaire et dont l'existence est associée au décollement de l'écoulement de lunette arrière au niveau de l'arête formée avec le culot. Les pertes de pression d'arrêt relevées au centre de cette structure tourbillonnaire avec contrôle ($C_{pi} \sim 1.00$) sont significativement inférieures aux valeurs relevées sans contrôle ($C_{pi} \sim 1.75$). La diminution des C_{pi} dans le sillage de la géométrie justifie l'augmentation des valeurs de C_p relevées pour ce cas de contrôle sur Σ_3 (Figure III.14).

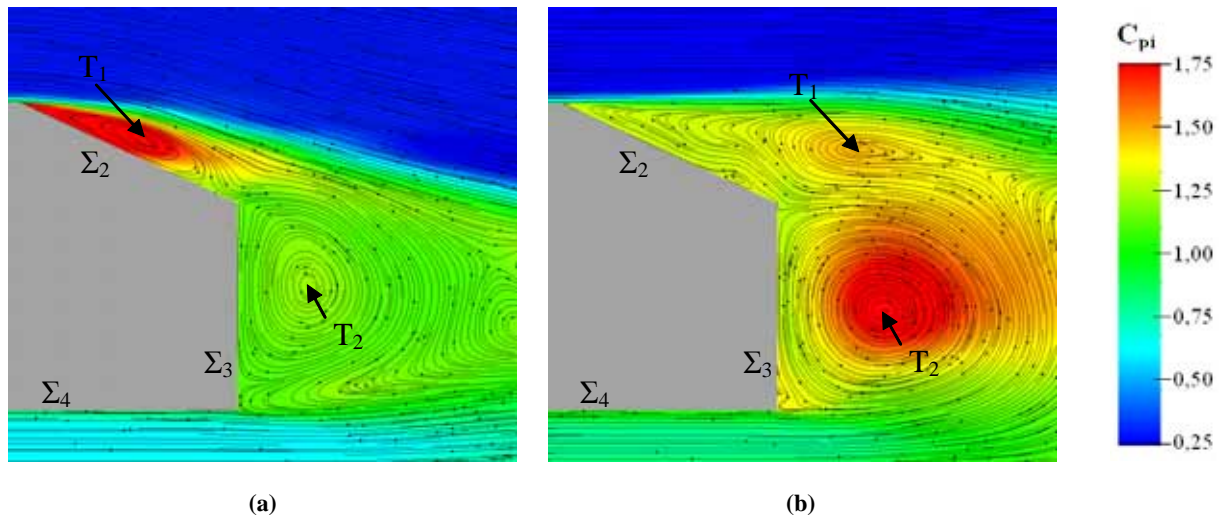


Figure III.15 : Cartographies de coefficients de pertes de pression d'arrêt C_{pi} dans le sillage de la géométrie simplifiée pour $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$ et (a) $F_w^+ = 0.7$, (b) $F_w^+ = 20.0$

Pour la fréquence réduite $F_w^+ = 20.0$ (Figure III.15.b), le plateau de pression statique observé précédemment (Figure III.14) représente, comme dans le cas sans contrôle, le décollement de l'écoulement sur toute la longueur de la lunette arrière. Le contrôle influence ici la position des pertes maximales d'énergie volumique associées à la structure tourbillonnaire T_1 qui se déplace vers l'aval. L'écoulement de retour identifié sur la lunette arrière sans contrôle (Figure III.9) est pour cette fréquence réduite de contrôle complètement ouvert sur l'écoulement de sillage. Il semble que le contrôle retarde le processus de formation puis d'enroulement de la structure tourbillonnaire T_1 . La distribution des pressions statiques dans la région décollée augmente ainsi en moyenne (Figure III.14) et la traînée aérodynamique diminue de 14% (Figure III.13).

La fréquence du jet synthétique f_j est ici un ordre de grandeur plus important que la fréquence f_w (II.50). Les résultats bibliographiques (§ II.4.1.2) suggèrent alors que le domaine d'interaction entre les écoulements est de type stationnaire. La formation d'un bulbe de recirculation en aval de l'orifice force alors le décollement de la couche limite en fin de pavillon et retarde l'enroulement de la structure tourbillonnaire T_1 . Ce principe de contrôle de l'écoulement pour réduire la traînée est comparable à celui utilisé actuellement dans l'industrie automobile sous forme de casquette aérodynamique.

A l'inverse, pour la $F_w^+ = 0.7$, la bibliographie suggère que le domaine d'interaction est dynamique. Ce mécanisme d'interaction permet de modifier complètement la topologie moyenne du sillage de la géométrie simplifiée et de réduire le C_x de l'ordre de 28%, qui correspond à la réduction maximale obtenue au cours de cette étude. La compréhension de ce mécanisme a motivé l'étude réalisée en synchronisation de phase (§ III.2.3.3).

2.2.3. Validation des résultats

Les études paramétriques de l'influence du coefficient de quantité de mouvement pour $F_w^+ = 1$ (§ III.2.2.1) et de la fréquence réduite à $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$ (§ III.2.2.2), ont permis de déterminer deux valeurs optimales de contrôle, respectivement $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$, pour lesquelles des réductions de traînée aérodynamiques significatives sont obtenues.

Ces valeurs "optimales" ont donné suite à deux nouvelles séries de calcul avec lesquelles :

- l'influence du F_w^+ est analysée pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$,
- l'influence du C_μ est analysée pour $F_w^+ = 0.7$.

Les résultats obtenus en termes de réductions de C_x sont respectivement reportés sur la Figure III.16 et Figure III.17.

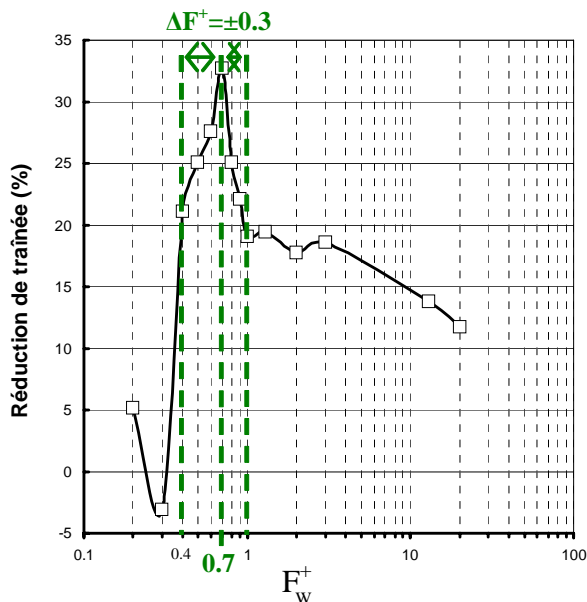


Figure III.16 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction de la fréquence réduite F_w^+ pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$

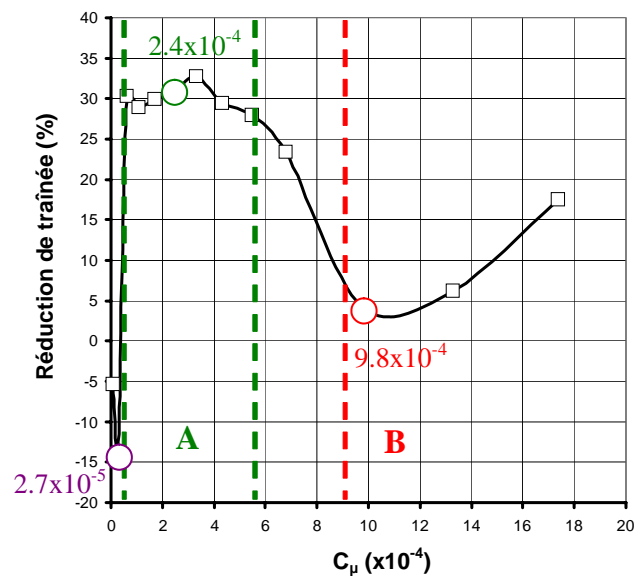


Figure III.17 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ $F_w^+ = 0.7$

Pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ (Figure III.16), la valeur de la fréquence réduite optimale de contrôle, $F_w^+ = 0.7$ et la sensibilité des gains de C_x à la fréquence sont à nouveau retrouvées (§ III.2.2.2). De plus, les résultats montrent que lorsque la fréquence réduite est supérieure à 0.4, les réductions de C_x sont favorables et supérieures à 10%. Sous réserve de disposer d'une quantité de mouvement suffisante, le contrôle par jet synthétique est efficace, mais non optimal, sur une large gamme de fréquence.

Pour $F_w^+ = 0.7$ (Figure III.17), l'évolution du gain de traînée aérodynamique en fonction du C_μ est comparable à celle obtenue pour $F_w^+ = 1$ (§ III.2.2.1). Des réductions de C_x maximales de l'ordre de 30% sont obtenues sur une gamme de C_μ comprise entre 6.1×10^{-5} et 5.4×10^{-4} (zone A sur la Figure III.11 et Figure III.17). Puis, pour des valeurs de C_μ plus importantes, les performances aérodynamiques du contrôle se dégradent (zone B).

Toutefois, pour $F_w^+ = 0.7$, les réductions de traînée aérodynamique maximales sont obtenues sur une gamme de C_μ plus large. Ce résultat suggère que l'optimisation de la fréquence de travail de l'actionneur permet d'offrir d'avantage de robustesse au système de contrôle et d'en limiter le coût énergétique.

Dans la partie suivante, une étude de l'écoulement aérodynamique synchronisé en phase avec le jet synthétique est proposée en fonction du coefficient de quantité de mouvement.

2.3. L'écoulement instationnaire avec contrôle pour $F_w^+ = 0.7$

L'analyse fréquentielle de l'écoulement sans contrôle (§ III.2.1.1) montre que l'évolution temporelle du coefficient de traînée aérodynamique $C_x(t)$ de la géométrie simplifiée est directement liée à la dynamique de formation de l'allée de Von Karman dans le sillage de celle-ci. Dans cette partie, une analyse de la dynamique de sillage avec contrôle, pour $F_w^+ = 0.7$ et C_μ compris entre 6.8×10^{-6} et 6.8×10^{-4} , est proposée afin d'apporter des éléments de réponse quant à l'obtention de la réduction de traînée maximale relevée précédemment. Cette analyse débute par une caractérisation fréquentielle de la formation des structures tourbillonnaires de sillage avec contrôle. Ensuite, une étude en synchronisation de phase avec le jet synthétique de l'écoulement de sillage de la géométrie est proposée. Ce chapitre se terminera par l'analyse en synchronisation de phase de l'interaction entre le jet synthétique et la couche limite au dessus de l'orifice.

2.3.1. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement de sillage en fonction du C_μ

2.3.1.1. Pour le cas optimal : $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$

Comme dans le cas sans contrôle (§ III.2.1.1), les densités spectrales d'énergie (DSP) des sondes numériques de pression statique P_1 et P_2 et du coefficient de traînée aérodynamique $c_x(t)$ sont calculées et comparées pour le cas de contrôle optimal, $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$ (Figure III.8).

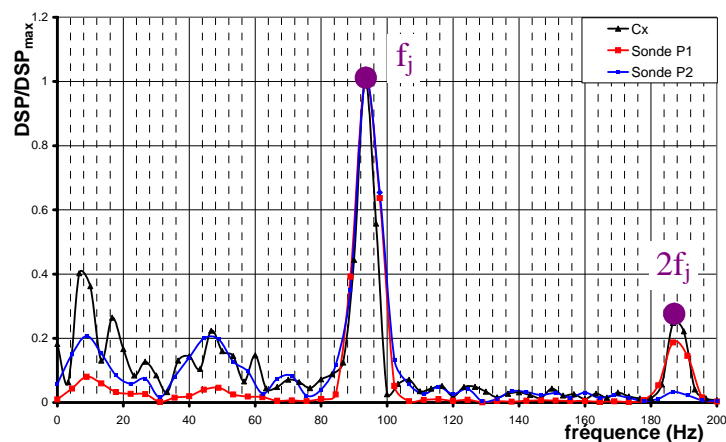


Figure III.18 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) adimensionnée du signal de traînée et des signaux de pression statique en P_1 et P_2 pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$

Des trois DSP se dégagent une seule et même fréquence dominante (Figure III.18). Cette fréquence correspond à la fréquence f_j d'excitation du jet synthétique qui est égale à 94 Hz ($F_w^+ = 0.7$). L'apparition de

cette seule fréquence suggère que, pour ce couple de paramètre (C_{μ} , F_w^+), l'excitation introduite par jet synthétique est transmise à l'ensemble de l'écoulement aérodynamique. En effet, la fréquence d'excitation du jet synthétique est retrouvée dans l'écoulement aérodynamique de sillage par la formation synchronisée des structures tourbillonnaires issues du pavillon et du soubassement (§ III.2.3.2). Cette synchronisation des fréquences d'émission des structures tourbillonnaires se traduit alors par une évolution périodique du signal temporel de traînée $c_x(t)$ (Figure III.19).

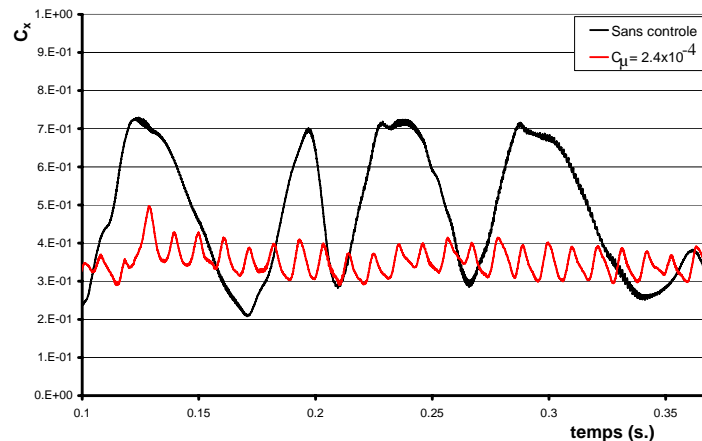


Figure III.19 : Evolution temporelle de la traînée aérodynamique $C_x(t)$ sans contrôle et avec contrôle ($C_{\mu}=2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+=0.7$)

L'évolution temporelle du signal $c_x(t)$ montre par ailleurs que l'amplitude des fluctuations de traînée est réduite lorsque l'écoulement est contrôlé par rapport au cas sans contrôle. Cette observation ainsi que l'augmentation de la fréquence d'agitation du phénomène indiquent que les structures tourbillonnaires à l'origine des fluctuations de pression statique sur la géométrie sont plus petites et les pertes énergétiques plus faibles.

En outre, la comparaison des DSP (Figure III.18) montre que les mêmes informations fréquentielles sont portées par le signal de traînée, à la surface de la géométrie, et de pression P_1 et P_2 dans le sillage. L'activité spectrale de l'écoulement est directement liée à l'activité tourbillonnaire issue du pavillon et du soubassement. Fort de ces éléments, la suite de l'étude repose exclusivement sur l'analyse des densités spectrales de puissance calculées à partir des signaux temporels de traînée $c_x(t)$. Dans le cadre de l'application automobile, cette observation montre que l'activité spectrale de l'écoulement peut être caractérisée à la paroi du véhicule.

2.3.1.2. Pour $C_{\mu}=2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} , 9.8×10^{-4} et $F_w^+=0.7$

L'analyse fréquentielle est complétée à l'aide des DSP obtenues avec $C_{\mu}=2.7 \times 10^{-5}$ et 9.8×10^{-4} et calculées à partir des signaux de $c_x(t)$ associés (Figure III.20). Ces cas de contrôle correspondent respectivement à une augmentation du C_x de 14% et à une réduction de 5% (Figure III.17).

Pour $C_{\mu}=2.7 \times 10^{-5}$ (Figure III.20), un pic d'énergie d'amplitude domine le spectre pour $f=20$ Hz. Cette fréquence est du même ordre de grandeur que les fréquences naturelles f_1 et f_2 relevées sans contrôle (Figure III.8). La fréquence f_j du jet synthétique ne porte quasiment pas d'énergie.

Pour $C_\mu=9.8 \times 10^{-4}$ (Figure III.20), la majeure partie de la puissance est également contenue par un pic centré autour de 20 Hz. Cependant, un pic de puissance se dégage également à la fréquence d'excitation f_j du contrôle.

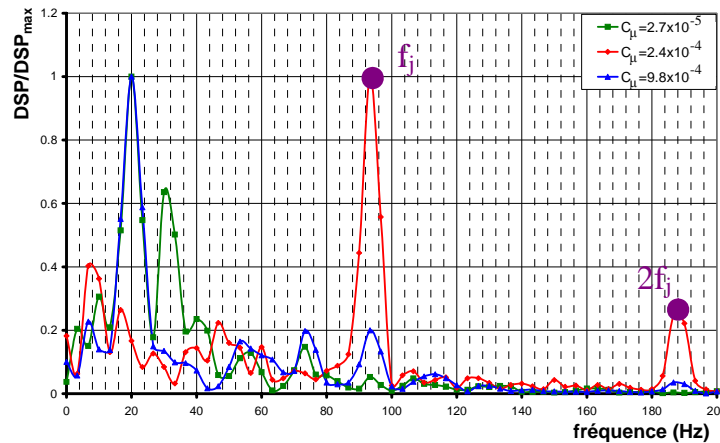


Figure III.20 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) adimensionnée des signaux de traînée obtenus pour $F_w^* = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} , 9.8×10^{-4}

Dans une représentation dimensionnée, l'amplitude des pics de DSP à $f=f_j$ sont en fait du même ordre de grandeur pour les deux valeurs de C_μ . L'amplitude du pic de DSP relevé pour la fréquence naturelle est alors plus élevée dans le cas de contrôle pour lequel la traînée augmente, $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, que dans le cas de la réduction de C_x , $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$.

Ces résultats suggèrent donc que le contrôle par jet synthétique est efficace lorsque :

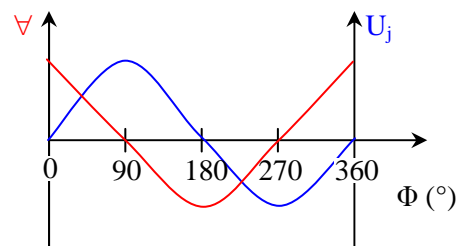
- D'une part les fréquences d'émission des structures tourbillonnaires à l'arrière de la géométrie sont synchronisées avec celle du jet synthétique,
- Et d'autre part l'instabilité de Von Karman associée à la formation naturelle des structures tourbillonnaires de sillage est fortement atténuée.

Cette analyse se poursuit avec l'étude des champs de vorticités, de pertes d'énergie volumique et des distributions de C_p relevées en synchronisation de phase avec le jet synthétique.

2.3.2. Caractérisation en synchronisation de phase de l'écoulement de sillage en fonction du C_μ

Les résultats analysés dans cette partie sont obtenus en synchronisation de phase avec le jet synthétique (§ II.3.1.2). Quatre phases angulaires du cycle sont retenues pour l'étude :

- $\Phi_1 = 0^\circ$, volume de la cavité maximum,
- $\Phi_2 = 90^\circ$, vitesse de soufflage maximale du jet,
- $\Phi_3 = 180^\circ$, volume de la cavité minimum,
- $\Phi_4 = 270^\circ$, vitesse d'aspiration maximale du jet.



2.3.2.1. Vorticité $\hat{\Omega}_y$

Les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ sont relevées en synchronisation de phase dans le sillage de la géométrie pour les trois valeurs de C_μ qui nous intéressent dans cette étude : $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$ (Figure III.24), 2.4×10^{-4} (Figure III.21) et 9.8×10^{-4} (Figure III.23).

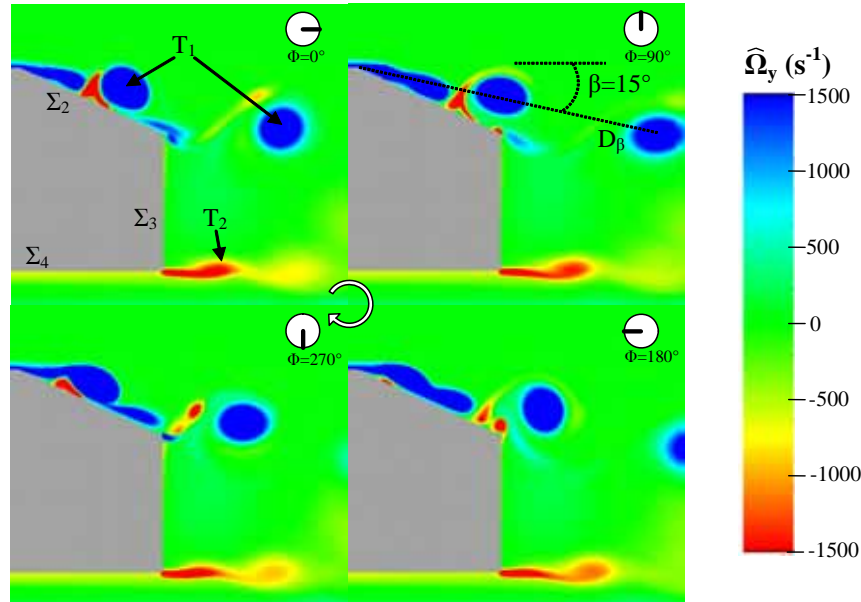


Figure III.21 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^* = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$

Sur la lunette arrière, l'écoulement aérodynamique contrôlé est composé de petites structures tourbillonnaires T_1 organisées. Les structures tourbillonnaires se forment sur le haut de la lunette arrière à $\Phi_3=180^\circ$, puis glissent sur la lunette, jusque $\Phi_2=90^\circ$ du cycle suivant, pour finalement être advectées dans le sillage de la géométrie. Le déplacement des structures tourbillonnaires est linéaire, le long d'une droite D_β inclinée d'un angle $\beta=15^\circ$ par rapport à l'écoulement incident. Cette dynamique d'écoulement est comparable au recollement dynamique de l'écoulement observé par McCormick sur un profil d'aile [MCC-00, § II.4.1.3]. L'analyse spectrale menée précédemment (§ III.2.3.1) indique que pour ce coefficient de quantité de mouvement, $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$, la fréquence de formation des petites structures tourbillonnaires T_1 coïncide avec la fréquence de travail du jet synthétique.

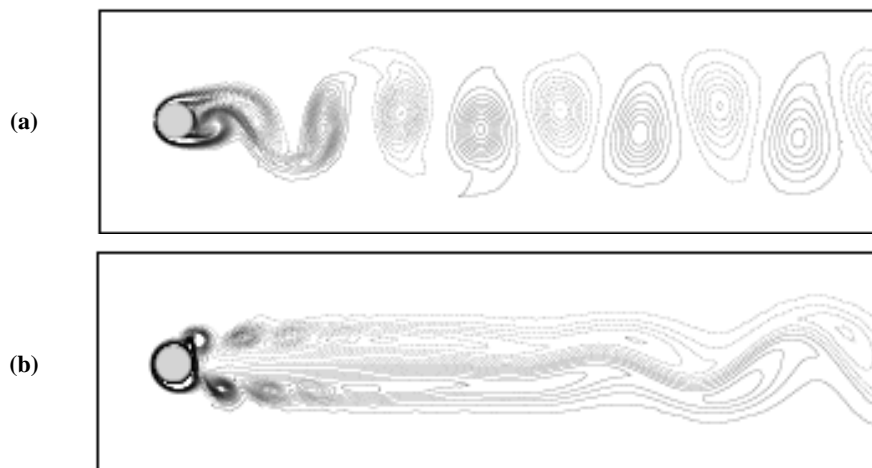


Figure III.22 : Champs de vorticité dans le sillage d'un cylindre (a) sans contrôle et (b) en rotation périodique autour de son axe à la fréquence réduite $F_w^* = 0.7$ [BER-05]

A hauteur du culot, la vorticité $\hat{\Omega}_y$ reste nulle pour chaque phase angulaire. Sans contrôle, l'écoulement de culot est alimenté par la formation de structures tourbillonnaires T_2 issues du soubassement (§ III.2.1.2). Ici, les structures tourbillonnaires issues du soubassement T_2 sont émises dans le sillage le long d'une ligne virtuelle qui prolonge le soubassement (Σ_4). Avec cette dynamique d'écoulement, les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 ne s'apparient pas à proximité du culot comme dans le cas sans contrôle. Ce phénomène de dissociation des structures tourbillonnaires est comparable à l'écoulement contrôlé de sillage mis en évidence numériquement par Bergmann *et al.* [BER-05] à l'arrière d'un cylindre en rotation périodique autour de son axe (Figure III.22).

La topologie de l'écoulement de sillage décrite précédemment correspond à la meilleure réduction de traînée obtenue par mise en rotation périodique du cylindre. La fréquence réduite optimale de rotation est de plus comparable à la fréquence f_j du jet synthétique, à savoir $F_w^+ = 0.7$.

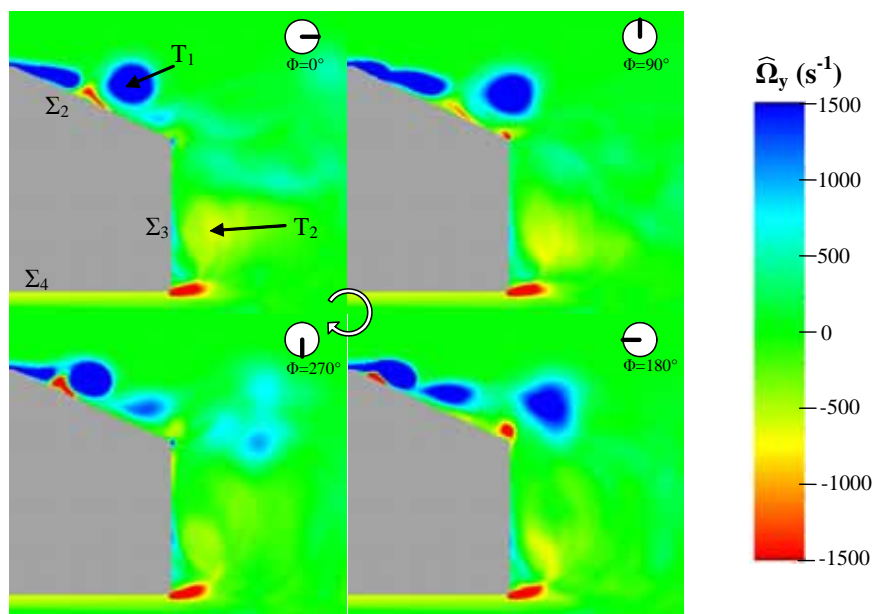


Figure III.23 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$

Les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ obtenues en synchronisation de phase pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ (Figure III.23), montrent que la dynamique de formation et de développement de la structure tourbillonnaire T_1 sur Σ_2 est comparable au cas optimal précédent. La présence de ce mécanisme de formation et d'enroulement de T_1 confirme l'apparition du pic de puissance à la fréquence du jet synthétique (Figure III.20).

A hauteur du culot, l'écoulement de sillage est alimenté par la formation d'une structure tourbillonnaire T_2 issue du soubassement, comme dans le cas sans contrôle. Les cartographies de $\hat{\Omega}_y$ indiquent que la structure tourbillonnaire T_2 s'enroule à proximité de Σ_3 et s'étend sur une demi hauteur H_A de géométrie simplifiée. La dynamique de la structure tourbillonnaire T_2 est ici comparable au cas sans contrôle et le pic de puissance à la fréquence f_2 associé à l'activité spectrale de cette structure est présent sur la DSP (Figure III.20).

Lorsque la structure tourbillonnaire T_1 se détache de la lunette arrière (Σ_2), au moment du soufflage maximum Φ_3 , une rapide atténuation de sa vorticité est observée. L'atténuation de cette structure est sans

doute provoquée par l'interaction des structures T_1 et T_2 qui ont des sens de rotation et des fréquences de formation différentes.

Les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ obtenues en synchronisation de phase pour $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$ (Figure III.24) montrent qu'une structure tourbillonnaire T_1 , plus importante que pour les deux autres cas de contrôle, se forme par enroulement de la nappe de cisaillement au milieu de la lunette arrière (Σ_2) au moment de l'aspiration maximale $\Phi_4=270^\circ$. La vorticité de T_1 s'atténue ensuite rapidement au niveau de la jonction entre Σ_2 et Σ_3 , au moment du soufflage maximum $\Phi_2=90^\circ$. L'influence du contrôle sur l'enroulement de la nappe de cisaillement est plus faible que pour les deux valeurs de C_μ plus élevées analysées précédemment. Cela se traduit sur les DSP par une diminution du pic de puissance portée par la fréquence du jet synthétique f_j (Figure III.20).

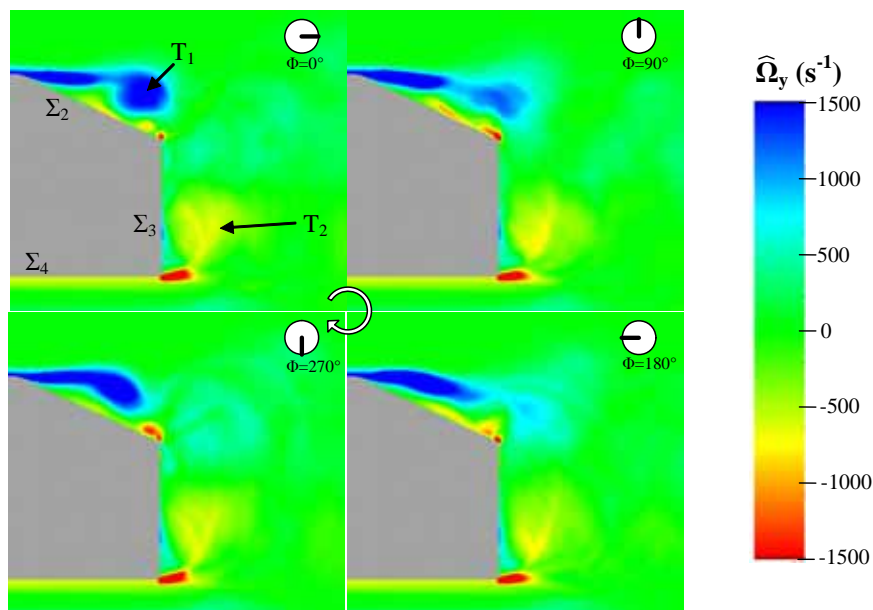


Figure III.24 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+=0.7$ et $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$

A hauteur du culot, la nappe de cisaillement issue du culot s'enroule à la fréquence f_2 , comme dans le cas sans contrôle, pour donner naissance à la structure tourbillonnaire T_2 . Au cours de son développement, la structure tourbillonnaire T_2 interagit avec la structure T_1 . L'interaction justifie également la diffusion rapide de la structure T_1 .

Par conséquent, l'analyse des champs de vorticité $\hat{\Omega}_y$ montre que l'écoulement correspondant au cas de contrôle optimal, $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+=0.7$, est composé de structures tourbillonnaires T_1 et T_2 synchronisées avec le jet synthétique à la fréquence f_j . Les structures tourbillonnaires se déplacent le long de droites et n'interagissent ainsi pas entre elles à proximité de la géométrie. Les deux valeurs de C_μ les moins favorables à la réduction de C_x , $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$ et 9.8×10^{-4} , correspondent au développement, à la fréquence naturelle f_2 , de structures tourbillonnaires T_2 le long du culot. Ces structures entrent alors en interaction avec les structures tourbillonnaires T_1 issues du pavillon.

Par ailleurs, les dynamiques de formation des structures tourbillonnaires T_1 sont différentes pour ces deux valeurs de C_μ . Dans le paragraphe suivant, l'analyse de l'évolution des coefficients de pression statique relevés en synchronisation de phase permet de comprendre l'influence des structures tourbillonnaires T_1 sur la traînée aérodynamique.

2.3.2.2. Coefficient de pression statique

L'analyse des distributions de coefficients moyen de pression statique sur l'arrière de la géométrie simplifiée, (§ III.2.2.1), a montré que les réductions de traînée significatives sont obtenues lorsqu'une recompression continue de l'écoulement est obtenue sur la lunette arrière, en faveur du plateau de C_p naturel. La recompression s'accompagne alors d'une remontée des valeurs de C_p sur le culot favorable à la traînée.

Dans cette partie, les distributions de coefficient de pression statique relevées en synchronisation de phase avec le jet synthétique sont analysées pour $F_w^+ = 0.7$ et pour les trois valeurs de coefficient de quantité de mouvement C_μ : $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$ (Figure III.25), $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ (Figure III.26) et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ (Figure III.27).

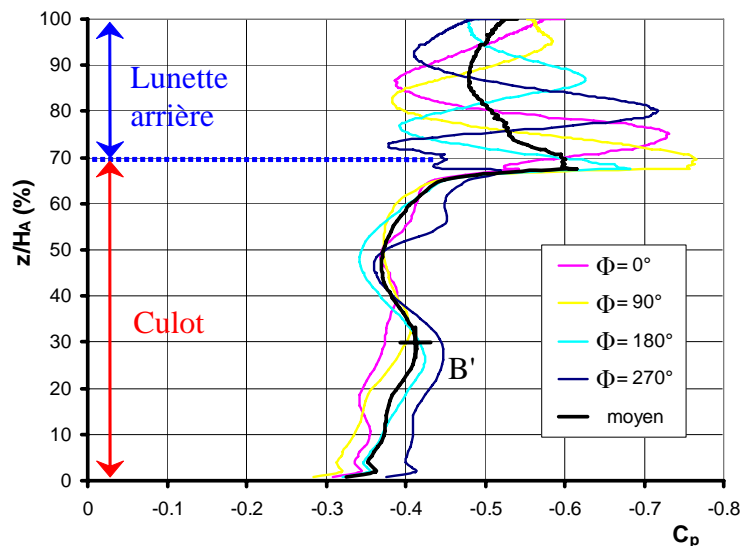


Figure III.25 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$

La distribution de coefficient moyen de pression statique obtenue pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$ (Figure III.25) est comparable sur la lunette arrière à la distribution analysée pour $F_w^+ = 1$ et $C_\mu = 6.8 \times 10^{-6}$ (Figure III.12) : Le plateau persiste et les valeurs de C_p diminuent par rapport au cas sans contrôle ($C_p \sim -0.50$ avec contrôle et $C_p \sim -0.35$ sans contrôle). En revanche, sur le culot, la distribution de C_p est différente : Les valeurs de C_p augmentent ($C_p \sim -0.40$) et le minimum local de C_p positionné en B' diminue ($C_p \sim -0.42$ avec contrôle et $C_p \sim -0.54$ sans contrôle).

Les distributions de coefficient de pression statique en synchronisation de phase montrent que le plateau de C_p observé en moyenne sur la Σ_2 résulte d'une évolution instationnaire et synchronisée avec le jet synthétique des pressions statiques. Pour une phase angulaire donnée, un minimum local de valeur de C_p est observé. Ce minimum coïncide avec le centre tourbillonnaire de la structure qui se développe sur Σ_2 . Les quatre phases angulaires (Figure III.25) permettent ainsi de suivre le déplacement et l'évolution de la structure tourbillonnaire T_1 qui se forme sur la lunette arrière.

La comparaison des distributions de C_p entre les quatre phases angulaires montre que les valeurs des minima diminuent le long de la lunette arrière (de -0.57 sur le haut de Σ_2 à -0.75 sur le bas de Σ_2). Cette évolution coïncide avec la formation et le développement de la structure tourbillonnaire T_1 . En effet, les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ montrent que l'enroulement de la structure a réellement lieu au milieu de la lunette arrière (Figure III.24), et que la structure reste attachée en permanence à la nappe de cisaillement.

Sur le culot, les distributions de C_p relevées en synchronisation de phase sont comparables à la distribution de C_p moyen. Ce résultat confirme que la structure tourbillonnaire T_2 , issue du soubassement, ne se développe pas en phase avec le jet synthétique.

Les valeurs de C_p moyen relevées pour $C_{\mu}=2.4 \times 10^{-4}$ (Figure III.26) sont comparables aux valeurs analysée à la même fréquence réduite, $F_w^+=0.7$, et pour une valeur de coefficient de quantité de mouvement légèrement plus faible ($C_{\mu}=1.1 \times 10^{-4}$, Figure III.14).

Les distributions de C_p relevées en synchronisation de phase (Figure III.26) montrent que la recompression n'est pas réellement continue sur la lunette arrière. Pour chaque phase angulaire Φ , un minimum de C_p est engendré par le passage de la structure tourbillonnaire T_1 . L'écoulement passe alors d'une configuration décollé sans contrôle à une configuration dynamiquement recoll e pour ce cas de contrôle [MCC-00].

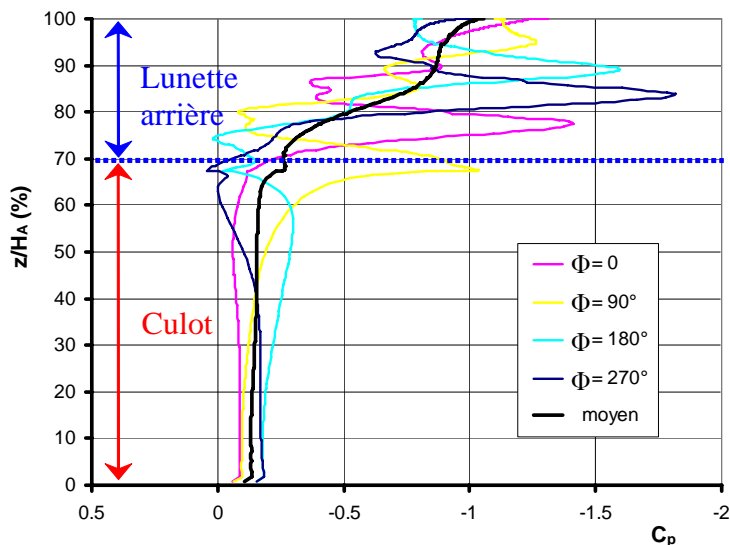


Figure III.26 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+=0.7$ et $C_{\mu}=2.4 \times 10^{-4}$

Par ailleurs, les minima de C_p diminuent sur la première moitié de Σ_2 , de $C_p \sim -1.25$ à -1.80 , puis augmentent sur la seconde moitié, de $C_p \sim -1.80$ à -1.05 (Figure III.26). L'évolution discontinue des valeurs de C_p confirme les observations faites à l'aide des cartographies de $\hat{\Omega}_y$ (Figure III.22), à savoir que :

- *sur la première moitié de Σ_2* , la structure tourbillonnaire T_1 se forme et se développe par enroulement de la nappe de cisaillement,

- **sur la seconde moitié de Σ_2** , la structure est lâchée dans l'écoulement de sillage. L'inclinaison de la trajectoire d'advection de T_1 et sa dissipation naturelle sont sans doute à l'origine de l'augmentation des minima de C_p .

Sur le culot, les distributions de C_p évoluent, pour chaque phase angulaire, continûment entre la valeur laissée par la structure tourbillonnaire T_1 sur le haut de Σ_3 et $C_p \sim -0.15$, correspondant à la valeur de C_p moyenne sur le bas de Σ_3 .

Pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ (Figure III.27), la recompression continue obtenue en moyenne sur la lunette arrière résulte comme précédemment de l'advection synchronisée de structures tourbillonnaires T_1 . L'écoulement est donc dynamiquement recollé.

Les minima de C_p induits par le passage de T_1 diminuent sur les premiers 10% de la lunette arrière (de $C_p \sim -1.15$ à -1.50) puis augmentent sur le reste de la lunette arrière (de $C_p \sim -1.50$ à -0.70). Cette évolution des minima suggère que la structure tourbillonnaire T_1 se forme puis est lâchée dans le sillage plus rapidement que pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ (Figure III.26).

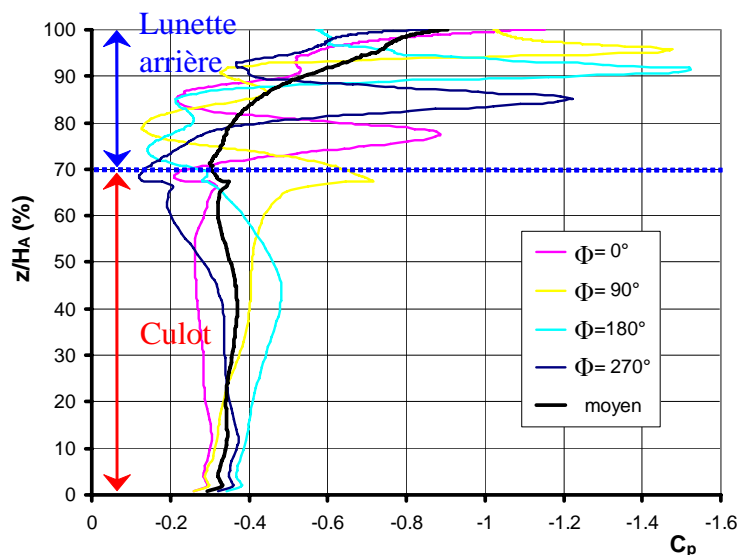


Figure III.27 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$

Sur le culot, la dynamique d'écoulement sur la lunette arrière entraîne une remontée des valeurs de C_p par rapport au cas sans contrôle ($C_p \sim -0.35$ avec contrôle et $C_p \sim -0.45$ sans contrôle). Cependant, les valeurs de C_p synchronisés n'évoluent pas continûment entre le haut et le bas de Σ_3 . En l'occurrence, un minimum de C_p est observé pour $\Phi_3 = 180^\circ$ au milieu du culot.

L'analyse des distributions de coefficient de pression statique synchronisé en phase avec le jet synthétique montre que pour la valeur de coefficient de quantité de mouvement optimale, la recompression continue sur la lunette arrière est le résultat d'un recollement dynamique de l'écoulement (par opposition à l'attachement total de l'écoulement par aspiration continue sur le haut de Σ_2 [ROU-05]). Ce recollement se caractérise par la formation et le développement de structure tourbillonnaire T_1 sur la première moitié de la lunette arrière,

puis du lâché de cette structure sur la seconde moitié. Sur le culot, cette dynamique se traduit par une évolution continue des distributions de C_p entre le haut et le bas de (Σ_3). Pour les deux autres valeurs de C_μ , l'évolution des C_p est moins clairement établie. L'analyse des cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique proposée dans le paragraphe suivant améliore la compréhension des interactions entre les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 .

2.3.2.3. Coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi}

Les cartographies de C_{pi} obtenues en synchronisation de phase avec le jet synthétique ($F_w^+=0.7$) sont reportées pour les trois valeurs de coefficient de quantité de mouvement, $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4} , respectivement Figure III.28, Figure III.29 et Figure III.30. Les cartographies de C_{pi} permettent d'associer aux structures tourbillonnaires identifiées précédemment les pertes d'énergies volumiques correspondantes, et ainsi de comprendre dans quelle mesure une modification de la dynamique de sillage est favorable à la traînée aérodynamique.

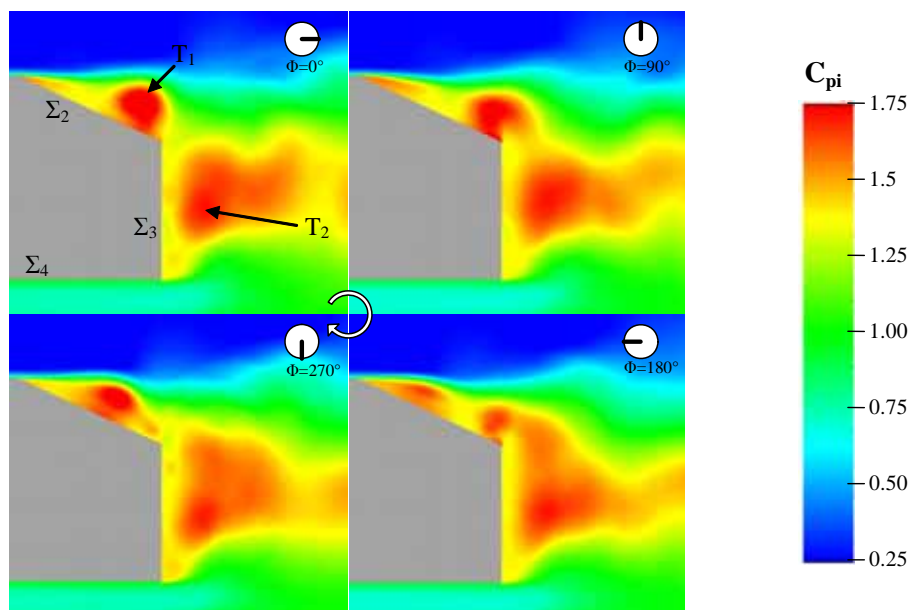


Figure III.28 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+=0.7$ et $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$

Les cartographies de C_{pi} obtenues avec $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$ montrent que l'écoulement de sillage à hauteur du culot est à chaque instant le siège d'importantes pertes d'énergie volumique ($1.50 \leq C_{pi} \leq 1.75$, Figure III.28). Sur la lunette arrière (Σ_2), la répartition des C_{pi} varie en fonction de la phase du jet synthétique. Lorsque l'aspiration du jet synthétique est maximale, $\Phi_4=270^\circ$, une région de perte d'énergie volumique importante ($C_{pi} \sim 1.75$) est présente à la moitié de Σ_2 . Cette région se déplace ensuite vers le bas de la lunette arrière, $\Phi_1=0^\circ$, et finit par s'unir avec les pertes d'énergie volumique situées à hauteur du culot, $\Phi=90$ et 180° .

Cette évolution des C_{pi} sur la lunette arrière coïncide avec la formation et le développement de la structure tourbillonnaire T_1 identifiée avec les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ (Figure III.24). Il apparaît que le développement de la structure tourbillonnaire T_2 à la fréquence naturelle est, comme dans le cas sans contrôle, à l'origine de pertes d'énergie volumique importantes sur toute la hauteur du culot (Σ_3). De plus, l'interaction des structures tourbillonnaires T_1 et T_2 se traduit par une augmentation des C_{pi} à hauteur de la

rupture de pente entre Σ_2 et Σ_3 . Pour cette configuration de contrôle, le développement des structures tourbillonnaires et leur interaction se traduit par la présence permanente d'importantes pertes d'énergie volumique sur l'arrière de la géométrie. Les distributions de C_p obtenues pour cette configuration de contrôle (Figure III.25) montrent que les valeurs de coefficient de pression statique sont alors faibles sur Σ_3 , $C_p \sim -0.40$, ce qui est défavorable à la traînée aérodynamique.

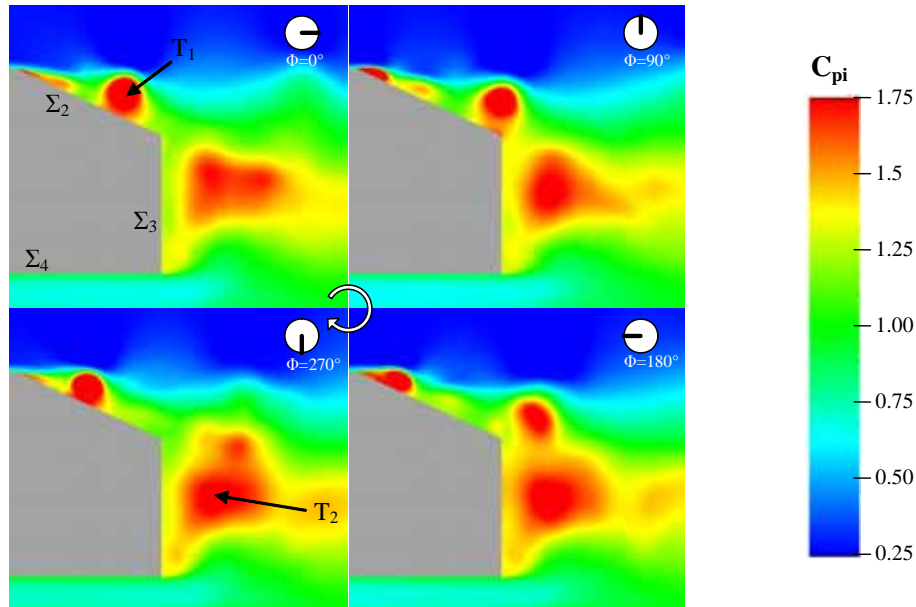


Figure III.29 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^* = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$

Pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ (Figure III.29), les pertes d'énergie observées sur Σ_2 et Σ_3 coïncident également avec la formation et le développement des structures tourbillonnaires T_1 et T_2 identifiées avec les cartographies de $\hat{\Omega}_y$ (Figure III.23). Une perte d'énergie volumique importante, $C_{pi} \geq 1.75$, apparaît sur le haut de la lunette arrière en $\Phi_3 = 180^\circ$. Cette perte d'énergie se déplace ensuite le long de Σ_2 pour atteindre l'écoulement de sillage au même instant du cycle suivant. Les cartographies montrent de plus que la ligne qui délimite la zone de sillage au dessus de la lunette arrière (C_{pi} de l'ordre de 0.60) enveloppe cette perte d'énergie volumique. A hauteur du culot (Σ_3), les cartographies de C_{pi} sont comparables au cas de contrôle analysé précédemment ($C_\mu = 2.4 \times 10^{-5}$). Une région dans laquelle les pertes d'énergie sont importantes ($C_{pi} \geq 1.75$) est présente en aval du sillage. Toutefois, l'interaction entre les pertes d'énergie issues de Σ_2 et Σ_3 a lieu plus en aval de la géométrie. Ce déplacement de l'interaction se traduit par une diminution des pertes d'énergie volumique à proximité du culot et une remontée des pressions statiques sur le culot ($C_p \sim -0.35$, § III.2.2.1). Par ailleurs, la forme de la ligne de séparation du sillage, qui enveloppe les structures tourbillonnaires T_1 , suggère que la formation d'un train de structure tourbillonnaire T_1 oriente la ligne de séparation entre le sillage et l'écoulement libre ($C_{pi} > 0$). De cette manière, la hauteur du sillage diminue vis-à-vis de la configuration sans contrôle et, selon la formulation analytique de la traînée d'Onorato [ONO-84], la traînée du véhicule diminue. Pour cette configuration de contrôle, la réduction de C_x est de l'ordre de 5%.

Ces deux premiers cas de contrôle montrent que :

- La structure tourbillonnaire T_2 issue du soubassement est à l'origine d'importantes pertes d'énergie volumique et de faibles valeurs de pression statique au niveau du culot.

- La région d'interaction entre les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 est à l'origine de pertes d'énergie volumique importantes au niveau de la rupture de pente entre Σ_2 et le Σ_3 .

Les cartographies de C_{pi} obtenues pour le cas de contrôle optimal, $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$, mettent en évidence le déplacement d'une région composée de pertes d'énergies volumique élevées ($C_{pi} \geq 1.75$) sur Σ_2 (Figure III.30). La dynamique de formation et de déplacement de cette région est la même que pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$. Elle est associée à la formation et à l'advection des structures tourbillonnaires T_1 identifiées avec les cartographies de vorticité $\hat{\Omega}_y$ (Figure III.21).

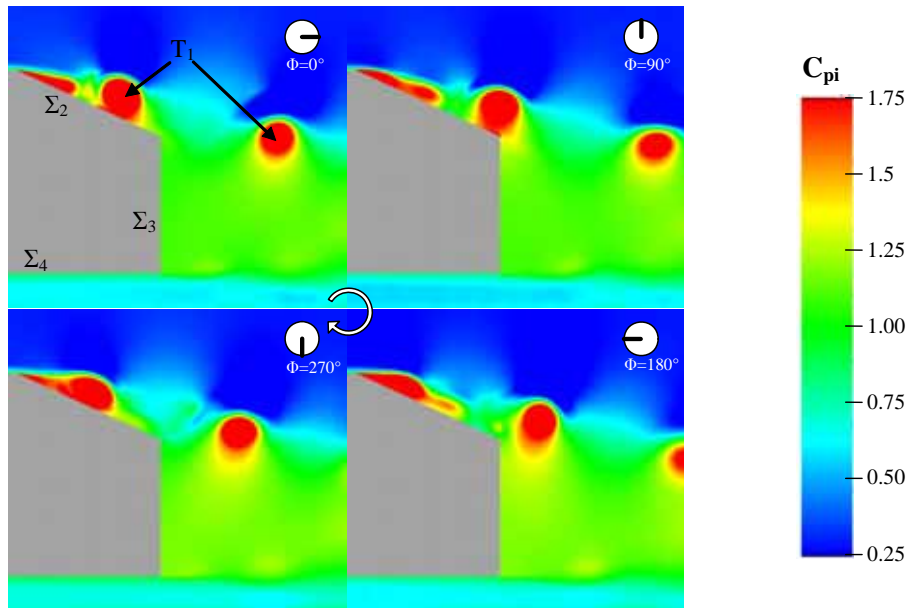


Figure III.30 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$

Sur le culot, les pertes d'énergie sont constantes et plus faibles que pour les deux cas de contrôle précédent, $C_{pi} \sim 1$. Les cartographies de vorticité montrent qu'ici, la structure tourbillonnaire T_2 issue du soubassement ne se forme pas le long du culot (Figure III.21). De cette manière, les pertes d'énergie volumique sont faibles, stationnaires et continûment réparties sur la hauteur du culot. Les faibles valeurs de C_{pi} dans le sillage engendrent alors une augmentation des valeurs de C_p sur toute la hauteur du culot (Figure III.26).

Par ailleurs, la frontière supérieure de la zone de sillage coïncide avec la trajectoire d'advection des structures tourbillonnaires T_1 le long de la droite D_β . Cette frontière reste fixe car l'interaction entre les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 est reportée loin en aval de la géométrie. La hauteur transversale de la zone de sillage est alors réduite et des réductions de traînée de l'ordre de 30% sont obtenues.

2.3.2.4. Conclusion de l'analyse en synchronisation de phase de la topologie du sillage

L'analyse en synchronisation de phase montre que le contrôle optimal coïncide avec la formation de structures tourbillonnaires T_1 (issue du pavillon) et T_2 (issue du soubassement) synchronisées en phase avec le jet synthétique. Dans ce cas, l'écoulement est dynamiquement attaché sur la lunette arrière, ce qui se traduit en moyenne par l'obtention d'une recompression continue sur la lunette arrière. La structure T_1 est ensuite lâchée le long d'une droite D_β inclinée d'un angle $\beta = 15^\circ$ par rapport à l'écoulement incident. Cette

dynamique d'écoulement est obtenue pour des valeurs de coefficient de quantité de mouvement supérieures à 2.4×10^{-4} pour ces simulations. La structure tourbillonnaire T_2 est quant à elle convectée le long d'une droite qui prolonge virtuellement le soubassement. La structure tourbillonnaire T_2 évolue de cette manière pour des valeurs de C_μ comprises entre 0.5×10^{-4} et 4.0×10^{-4} , correspondant au maximum de réduction de traînée aérodynamique (Figure III.17).

Avec cette dynamique d'écoulement, les deux structures tourbillonnaires interagissent loin en aval de la géométrie, à une distance de l'ordre de 2 fois la hauteur H_A de la géométrie. De cette manière, les pertes d'énergie volumique sont repoussées à distance du culot et les pressions statiques augmentent sur l'arrière de la géométrie.

A l'inverse, lorsque la structure tourbillonnaire T_2 se forme à la fréquence naturelle, fréquence de formation du cas sans contrôle, la structure se développe le long de Σ_3 . Le sillage est alors composé à proximité du culot d'une zone dans laquelle les pertes d'énergie volumiques sont importantes et les pressions statiques faibles. De plus, la structure T_2 entre alors en interaction avec la structure tourbillonnaire T_1 à proximité de la rupture de pente entre la lunette arrière et le culot. L'interaction se traduit par une augmentation des pertes d'énergie volumique à proximité du corps de Ahmed et par une augmentation de la hauteur du sillage. Ces deux points sont défavorables à la traînée aérodynamique.

L'analyse menée jusqu'ici permet d'appréhender l'écoulement de sillage vers lequel l'action du contrôle doit aboutir. L'étude en synchronisation de phase menée dans la section suivante permet d'approfondir les caractéristiques locales d'obtention de ce sillage.

2.3.3. Influence du C_μ sur l'interaction entre l'écoulement de jet synthétique et la couche limite

L'augmentation du coefficient de quantité de mouvement engendre une évolution de la topologie de l'écoulement de sillage tout d'abord favorable à la réduction de la traînée de la géométrie. Cependant au dessus d'une certaine valeur de C_μ , l'efficacité du contrôle par jet synthétique diminue. L'objectif de cette partie est d'expliquer la perte de l'efficacité du contrôle en se concentrant sur l'évolution des profils de couche limite et de jet synthétique à proximité de la fente de l'actionneur.

Les profils de couche limite sont relevés un diamètre d en aval de la fente du jet synthétique pour trois valeurs de C_μ , $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4} . Les réductions de traînée aérodynamiques correspondantes sont respectivement égales à -15%, 30% et 5%.

2.3.3.1. Evolution des profils de couches limites moyens

Les profils de couches limites sont caractérisés par l'épaisseur de couche limite δ , de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 , et par le facteur de forme H (Table III.2).

L'épaisseur de couche limite δ est définie comme étant la hauteur à laquelle la vitesse du profil $U_x(d, z_j)$ de vitesse longitudinale est égale à la vitesse maximale :

$$\delta \in \bar{z}_j; \quad U_x(d, \delta) = \max(U_x(d, z_j)) = U_e(d), \quad (\text{III.26})$$

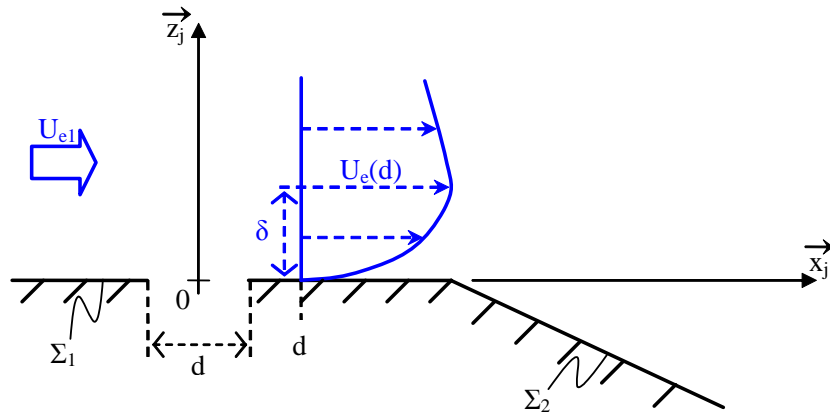


Figure III.31 : Définition des profils et de l'épaisseur de couche limite

Les épaisseurs de déplacement δ_1 (III.27) et de quantité de mouvement δ_2 (III.28) ainsi que le facteur de forme H (III.29) sont définis respectivement par :

$$\delta_1 = \int_{z_j=0}^{\delta} \left(1 - \frac{U_x(z_j)}{U_e(d)} \right) dz_j, \quad (\text{III.27})$$

$$\delta_2 = \int_{z_j=0}^{\delta} \left(1 - \frac{U_x(z_j)}{U_e(d)} \right) \left(\frac{U_x(z_j)}{U_e(d)} \right) dz_j, \quad (\text{III.28})$$

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}, \quad (\text{III.29})$$

Les valeurs reportées dans la Table III.2 montrent que la quantité de mouvement introduite par le jet synthétique dans l'écoulement aérodynamique contribue en moyenne à l'augmentation des vitesses maximales $U_e(d)$ et du facteur de forme H, et à la diminution de trois épaisseurs de couche limite $(\delta_i)_{i \in [0,2]}$. Ces évolutions suggèrent que les couches limites contrôlées sont plus énergétiques et résistent d'avantage au gradient de pression adverse à l'origine de leur décollement au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2).

C_μ	0	2.7×10^{-5}	2.4×10^{-4}	9.8×10^{-4}
$U_e(d) \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	42.9	44.5	50.2	47.5
$\delta \text{ (10}^{-2} \text{ m)}$	1.68	1.56	1.20	1.32
$\delta_1 \text{ (10}^{-2} \text{ m)}$	0.25	0.2	0.17	0.19
$\delta_2 \text{ (10}^{-2} \text{ m)}$	0.13	0.12	0.08	0.10
H	1.85	1.90	2.11	1.92

Table III.2 : Evolution des grandeurs caractéristiques moyennes de couche limite relevées un diamètre d en aval de l'orifice en fonction du C_μ

Pour la configuration la plus favorable, $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$, l'augmentation de la vitesse maximale par rapport au cas sans contrôle est de l'ordre de 20% et l'épaisseur de couche limite diminue de 30%. L'évolution de ces deux grandeurs coïncident, pour les trois valeurs de C_μ étudiées, avec celle des coefficients de traînée : la réduction de traînée la plus importante est obtenue pour la vitesse la plus grande et l'épaisseur la plus petite, et réciproquement.

Par ailleurs, l'existence d'une valeur seuil au dessus de laquelle le contrôle perd de son efficacité apparaît à nouveau. En effet, pour $C_\mu=9.8 \times 10^{-4}$, les caractéristiques de la couche limite sont moins favorables et plus proche de la configuration sans contrôle que pour $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$.

Cependant, les résultats calculés à partir des couches limites moyennes ne reflètent pas le caractère instationnaire de l'excitation du système de contrôle.

2.3.3.2. Evolution des profils de couches limites en synchronisation de phase

Pour préciser l'influence du coefficient de quantité de mouvement au cours d'un cycle, les profils de couches limites $\hat{U}_x(d, z_j)$ relevés en synchronisation de phase pour $(\Phi_i)_{i \in [1,4]}$ sont reportés Figure III.32 et Figure III.33. Ces profils sont adimensionnés par la vitesse maximale U_{e0} et par l'épaisseur de couche limite δ_0 du cas non contrôlé.

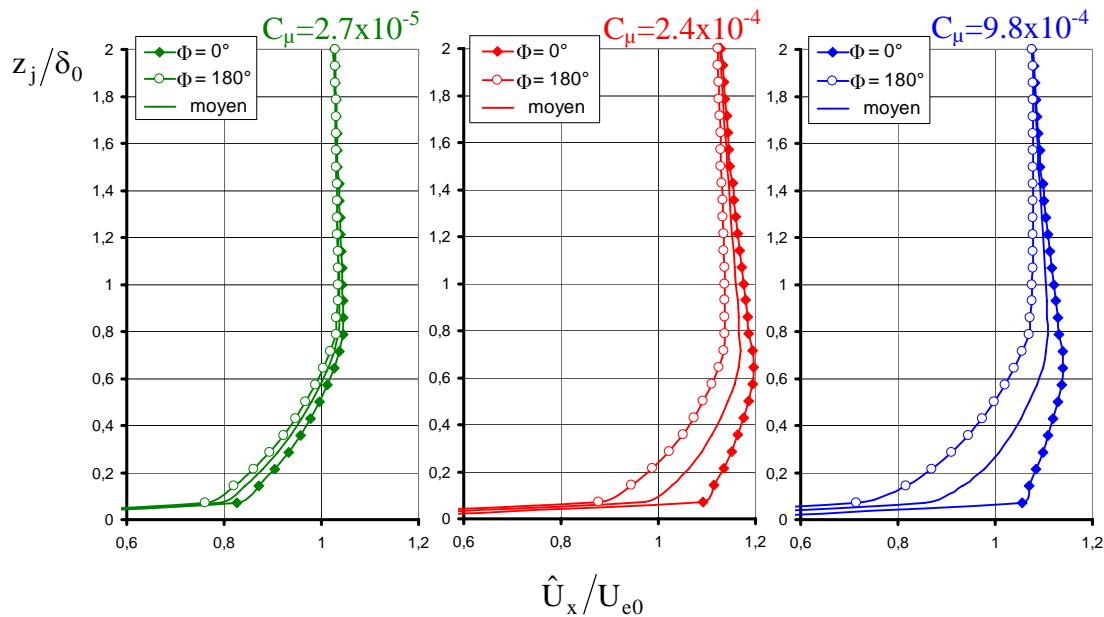


Figure III.32 : Profils de couche limite moyen et en synchronisation de phase, $\Phi_1 = 0^\circ$ et $\Phi_3 = 180^\circ$, relevés un diamètre d en aval de l'orifice pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}

La comparaison des profils moyens et synchronisés avec le jet synthétique pour Φ_1 et Φ_3 (Figure III.32) montre que l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement de l'actionneur s'accompagne d'une augmentation des fluctuations de vitesse longitudinale. Les fluctuations de vitesse sont évaluées sur la hauteur $2\delta_0$ comme :

$$\langle u_x \rangle^2 = \frac{1}{2\delta_0} \int_0^{2\delta_0} (\hat{U}_x(z_f, \Phi_1) - \hat{U}_x(z_f, \Phi_3))^2 dz_j, \quad (\text{III.30})$$

Les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de 2.5% pour $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$, de 8.6% pour $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$ et de 12.8% pour $C_\mu=9.8 \times 10^{-4}$. L'évolution des profils de couche limite entre Φ_1 et Φ_3 indique que lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente, l'instantanéité créée par le jet synthétique à la fréquence f_j est transmise avec d'avantage d'amplitude à l'écoulement aérodynamique. La transmission de cette fréquence se traduit alors, à partir d'une certaine amplitude de fluctuation, par la formation de petites structures tourbillonnaires T_1 synchronisées avec le jet synthétique et favorables à la réduction de C_x (§ II.2.3.1).

Par ailleurs, pour chaque valeur de C_μ , les profils de couche limite relevés aux instants Φ_2 et Φ_4 se coupent en un point z_e à la frontière de deux domaines (Figure III.33) :

- **Un premier domaine**, compris entre la surface de la géométrie et le point z_e , $0 < z_j < z_e$, dans lequel les vitesses longitudinales de la couche limite sont plus importantes pendant la phase d'aspiration que pendant la phase de soufflage.
- **Un second domaine**, pour $z_e < z_j$, dans lequel les vitesses longitudinales de la couche limite sont plus importantes pendant la phase de soufflage que pendant la phase d'aspiration.

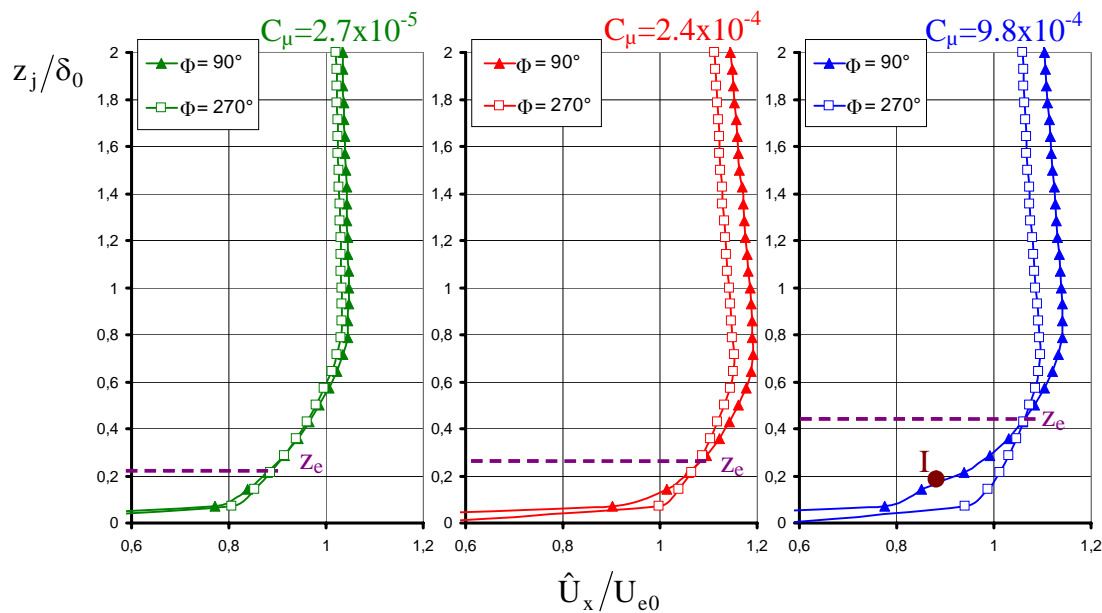


Figure III.33 : Profils de couche limite moyen et en synchronisation de phase, $\Phi_2 = 90^\circ$ et $\Phi_4 = 270^\circ$, relevés un diamètre d en aval de l'orifice pour $F_w^* = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}

L'existence de ce point z_e suggère qu'au cours d'un cycle d'actionnement, le jet synthétique contribue à l'apport d'énergie dans deux domaines distincts de la couche limite. La phase d'aspiration $\Phi_4=270^\circ$ apporte de l'énergie en proche paroi, $0 < z_j < z_e$, en réduisant la zone de vitesses longitudinales déficitaires à proximité de la surface. Ce principe d'augmentation de l'énergie de la couche limite par aspiration continue pour retarder le décollement est connu des techniques de contrôle [ATI-05]. Son potentiel aérodynamique sur corps de Ahmed a fait l'objet de thèse de Rouméas [ROU-05].

A l'inverse, la phase de soufflage, $\Phi_2=90^\circ$, contribue à l'apport d'énergie dans le second domaine, $z_j > z_e$. Au cours de cette phase, l'écoulement de jet synthétique au dessus de l'orifice est composé d'un jet classique et d'une paire de structures tourbillonnaires contrarotatives [HOL-03]. La hauteur d'injection de cette paire de

structures tourbillonnaires dans un milieu au repos est définie par Glezer [GLE-88] à partir de la vitesse au centre de l'orifice comme la longueur de pénétration du jet synthétique L_0 (II.31). La longueur de pénétration du jet est ainsi directement proportionnelle à la vitesse maximale U_{\max} et par extension à $\sqrt{C_\mu}$. Le coefficient de quantité de mouvement pilote donc la hauteur à laquelle le jet synthétique délivre de l'énergie. Cette constatation converge avec le fait que le point z_e s'éloigne de la surface de la géométrie lorsque le C_μ augmente (Figure III.33). En effet, $z_e \sim 0.21x \delta_0$ pour $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, $0.28x \delta_0$ pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et $0.41x \delta_0$ pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$.

Les profils de couche limite relevés en aval de l'orifice permettent de comprendre l'influence de la valeur du coefficient de quantité de mouvement sur l'écoulement aérodynamique en proche paroi. En effet, les profils montrent que le C_μ du jet pilote l'amplitude des fluctuations de vitesse longitudinale de l'écoulement et la hauteur à laquelle l'énergie est introduite. Dans la partie suivante, les profils de vitesse transversale relevés au dessus de l'orifice sont analysés pour préciser l'échange d'énergie entre le jet synthétique et la couche limite au moment du soufflage maximum.

2.3.3.3. Evolution des profils de jets au moment du soufflage maximum Φ_2

Au moment du soufflage maximum $\Phi_2 = 90^\circ$, l'augmentation du C_μ du jet synthétique est caractérisée par un accroissement du déficit de vitesse longitudinale dans le premier domaine, $0 < z_j < z_e$. La diminution des vitesses longitudinales dans ce domaine est telle que pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$, un point d'inflexion I apparaît au moment du soufflage maximum (Figure III.33). Pour comprendre l'apparition de ce point d'inflexion, les profils de vitesse transversale U'_z relevés au dessus de l'orifice du jet synthétique sont relevés au moment du soufflage maximum Φ_2 pour $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4} à six distances de la paroi : $z_j = 0, d, 2d, 3d, 4d$ et $10d$ (Figure III.34). Afin d'analyser la contribution du jet synthétique seul, les profils de vitesses relevés sans contrôle sont soustraits aux profils relevés avec contrôle, tel que :

$$U'_z(x_f, z_f, C_\mu) = \hat{U}_z^{\Phi_2}(x_f, z_f, C_\mu) - U_z(x_f, z_f, 0), \quad (\text{III.31})$$

Les profils sont adimensionnés par la vitesse maximale U_{\max} imposée comme condition aux limites (III.8) au centre de l'orifice et par la largeur de l'orifice d .

Par ailleurs, afin de compléter la caractérisation des jets en fonction de C_μ , l'évolution en fonction de z_j du pourcentage de réduction de quantité de mouvement locale $I_j(z_j)$ (II.26) par rapport à la quantité de mouvement à la sortie de la fente et de l'épanouissement du jet $b(z_f)$ (II.44) sont respectivement reportés Figure III.35 et Figure III.36.

A la sortie immédiate de l'orifice, $z_j/d = 0$ (Figure III.34.a), une parfaite superposition des profils de vitesse transversale est observée pour les trois valeurs de C_μ . Un déficit de vitesse de l'ordre de 25% de la vitesse au centre de l'orifice apparaît par rapport à la vitesse U_{\max} imposée comme condition aux limites (III.8). Le déficit de coefficient de quantité de mouvement correspondant est alors de l'ordre de 55% (Figure III.35).

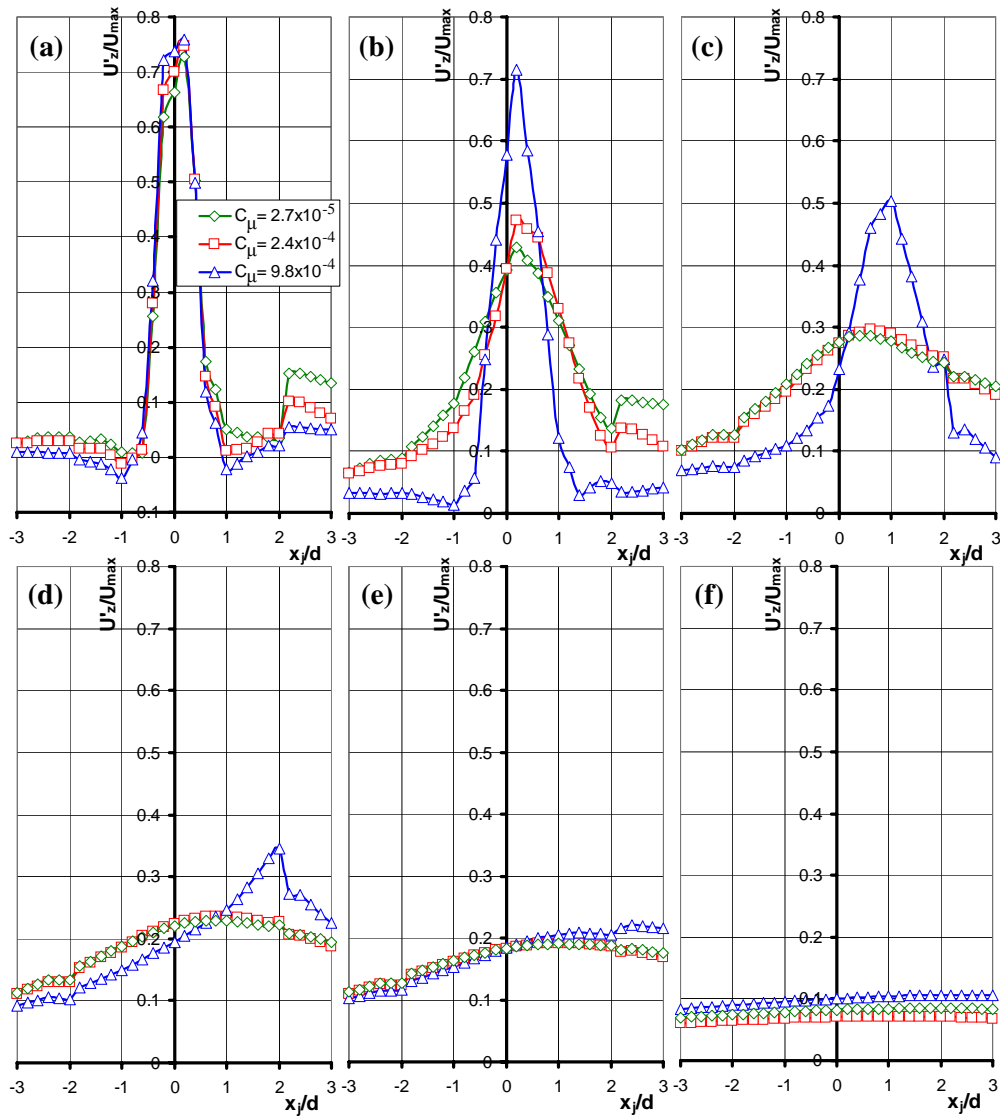


Figure III.34 : Profils de vitesse transversale relevés en $y=0$ (a), d (b), $2d$ (c), $3d$ (d), $4d$ (e) et $10d$ (f) à $\Phi_1=90^\circ$ pour $F_w^+=0.7$ et $C_\mu=2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}

Lorsque la distance à la paroi augmente, les profils de vitesse transversale suivent alors deux tendances, fonction du coefficient de quantité de mouvement :

Pour les faibles valeurs de C_μ , l'atténuation et l'épanouissement des profils sont comparables en fonction de l'éloignement à la paroi :

- En $z_j=2d$, correspondant à un y^+ de l'ordre de 110 [MIC-59], la quantité de mouvement du jet synthétique est de l'ordre de 10% de la quantité de mouvement initiale (Figure III.35). L'écoulement transverse a, à cette hauteur correspondant à la sous couche logarithmique, d'ores et déjà assimilé la majeure partie de l'énergie fournie par le jet.
- Entre la paroi et $z_j=2d$, l'épanouissement du jet est proportionnel à $2z_j$. Cet épanouissement est relativement important comparé à l'épanouissement d'un jet continu sans écoulement transverse proportionnel à z_j (§ II.3.3.2). Ce résultat laisse supposer que l'interaction entre le jet synthétique et l'écoulement transverse est le siège d'un brassage turbulent important.

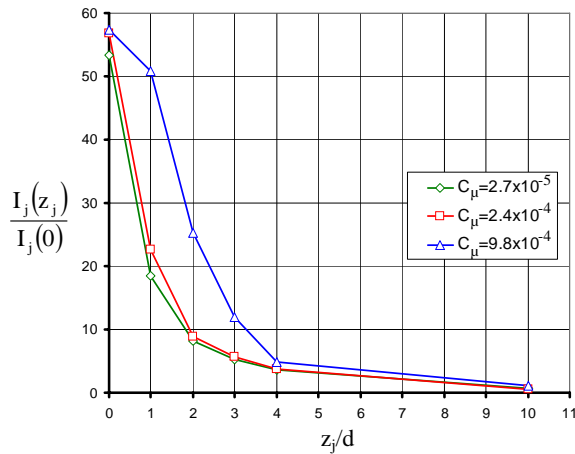


Figure III.35 : Pourcentage de réduction de quantité de mouvement du jet en fonction de la distance à la paroi z_j

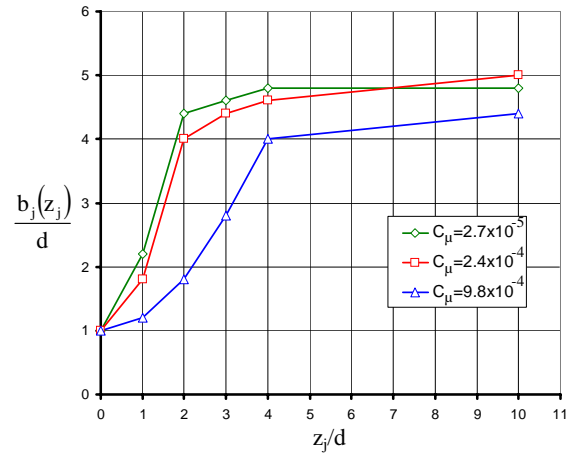


Figure III.36 : Largeur du profil de vitesse transversale $b(z_j)$ en fonction de la distance à la paroi z_j

Ces résultats montrent que pour les faibles valeurs de C_μ , l'écoulement transverse récupère de l'énergie proportionnellement à l'énergie délivrée par le jet synthétique. L'apport d'énergie proportionnel au C_μ du jet synthétique dans la sous couche logarithmique coïncide à :

- une amélioration des paramètres caractéristiques des profils de couche limite (Table III.2),
- une évolution proportionnelle au C_μ du coefficient de traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée (Figure III.11, $C_\mu \leq 3.3 \times 10^{-4}$ et Figure III.17, $C_\mu \leq 2.4 \times 10^{-4}$).

Un critère reposant sur la hauteur d'injection de l'énergie dans l'écoulement extérieure peut être formulé à l'aide de la longueur de pénétration L_0 (II.31). Les longueurs de pénétration L_0 associées à $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$ et 2.4×10^{-4} sont respectivement égales à $2 \delta_0$ et $6 \delta_0$.

Par conséquent, pour :

$$2 \leq \frac{L_0}{\delta_0} \leq 6, \quad (\text{III.32})$$

l'influence du contrôle est proportionnelle au coefficient de quantité de mouvement C_μ .

L'évolution du profil relevé pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ diffère des deux profils précédents (Figure III.34) :

- En $z_j = 2d$, le jet dispose encore de 25% de sa quantité de mouvement (atténuation de la vitesse maximale de l'ordre de 50%). L'atténuation du jet n'apparaît réellement qu'au dessus de $z_j = 4d$, lorsque le centre du jet est positionné au dessus de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (pour $x_j \geq 2d$).
- Le profil de jet reste étroit jusqu'à $z_j = 4d$. L'épanouissement du jet est alors proportionnel à z_j , comme pour un jet continu libre.

Pour ce C_μ élevé, la similarité qui existe entre l'épanouissement du jet synthétique et celui d'un jet continu libre suggère que les échanges énergétiques entre le jet et l'écoulement transverse sont faibles. L'écoulement de jet représente certainement un "obstacle virtuel" pour la couche limite. Cet obstacle engendre alors une diminution des vitesses en proche paroi et la présence du point d'inflexion I sur le profil de couche limite

(Figure III.33). Il déclenche alors de façon anticipée la formation de la structure tourbillonnaire T_1 issue du pavillon. Ce mécanisme d'interaction explique alors la perte d'efficacité du contrôle lorsque le coefficient de quantité de mouvement est trop grand.

Par conséquent, l'analyse des profils de vitesse transversale montre que :

- lorsque les structures tourbillonnaires sont injectées dans la sous-couche logarithmique, la couche limite assimile l'énergie délivrée par le jet synthétique proportionnellement à C_μ . Cette évolution coïncide avec l'augmentation linéaire de la réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement observée pour les faibles valeurs de C_μ (Figure III.11 et Figure III.17).
- Pour des valeurs élevées de C_μ , le jet synthétique représente, au moment du soufflage maximum, un obstacle virtuel pour la couche limite. L'obstacle est alors à l'origine du point d'inflexion I et de l'enroulement de la structure tourbillonnaire T_1 issue du pavillon. Cette dynamique explique la perte d'efficacité du contrôle observée au dessus d'une certaine valeur seuil de C_μ (Figure III.17, zone B).

L'évolution de la réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement montre qu'il existe une gamme de C_μ sur laquelle l'efficacité du contrôle est optimale (Figure III.17, zone A). Le critère proposé dans cette étude à partir de la longueur de pénétration L_0 et de l'épaisseur de couche limite sans contrôle δ_0 s'exprime alors comme :

$$3 \leq \frac{L_0}{\delta_0} \leq 6. \quad (\text{III.33})$$

2.4. Conclusion de l'étude bidimensionnelle

L'étude numérique bidimensionnelle réalisée dans ce chapitre permet d'appréhender les premiers résultats de simulation de contrôle des écoulements aérodynamiques automobiles par jet synthétique. La caractérisation moyenne de l'écoulement sans contrôle indique tout d'abord qu'en aval de la géométrie simplifiée, l'écoulement est largement décollé. L'écoulement de sillage est alors caractérisé par la formation d'une allée tourbillonnaire de type Von Karman et par la présence de pertes d'énergie volumique importantes immédiatement en aval de la géométrie. La proximité des pertes d'énergie volumiques se traduit alors par l'existence de faibles valeurs de pression statique sur toute la hauteur de la maquette.

L'étude paramétrique réalisée en faisant varier les deux grandeurs caractéristiques du jet synthétique, à savoir le coefficient de quantité de mouvement C_μ et la fréquence réduite F_w^+ , permet d'identifier deux modes efficace de fonctionnement du contrôle pour lesquels des réductions de traînée significatives de la géométrie simplifiée sont obtenues :

- **Le premier mode de fonctionnement du jet synthétique**, $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ et $F_w^+=20.0$, offre une réduction de traînée de l'ordre de 13%. Dans ce cas, le régime d'interaction entre le jet synthétique et l'écoulement aérodynamique est stationnaire. Le contrôle permet alors de repousser en aval de la

géométrie les pertes d'énergie volumique et d'augmenter les valeurs de C_p sur toute la hauteur de la géométrie de façon homogène.

- **Le second mode de fonctionnement du jet synthétique**, $C_\mu=2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+=0.7$, offre une réduction de traînée maximale de l'ordre de 33%. Dans ce cas, le régime d'interaction entre les écoulements est dynamique. La topologie et la dynamique de l'écoulement aérodynamique de sillage est alors complètement modifiée et caractérisée par la formation de petites structures tourbillonnaires synchronisées en phase avec l'actionneur de jet synthétique. La formation et l'advection des petits tourbillons sur la lunette arrière représentent en moyenne l'attachement dynamique de l'écoulement qui se traduit par une recompression continue des C_p sur la lunette arrière. Cette dynamique particulière permet alors de réduire fortement les pertes d'énergie volumique en aval du culot.

Pour ce second mode de fonctionnement, $F_w^+=0.7$, l'étude montre que l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique améliore continument le coefficient de traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée. Une réduction de traînée maximale, de l'ordre de $\Delta C_x=30\%$, est ensuite obtenue sur une large gamme de C_μ comprise entre 6.1×10^{-4} et 5.4×10^{-4} . Puis, lorsque le C_μ augmente encore, les performances aérodynamiques du contrôle se dégradent.

Finalement, la focalisation de l'étude à hauteur de l'interaction entre l'écoulement de jet synthétique et l'écoulement aérodynamique montre alors que le contrôle est optimal lorsque la quantité de mouvement délivrée par le jet synthétique est introduite au cœur de la sous-couche logarithmique qui se développe sur le pavillon. Un critère dimensionnant du contrôle optimal est alors défini à l'aide de la longueur de pénétration du jet synthétique L_0 et de l'épaisseur de couche limite δ_0 par :

$$3 \leq \frac{L_0}{\delta_0} \leq 6 . \quad (\text{III.34})$$

La largeur de la bande de validité du critère varie avec la fréquence de travail du jet synthétique. La fréquence de travail optimale $F_w^+=0.7$ permet d'avoir la bande d'efficacité maximale du contrôle la plus large.

Le chapitre suivant propose de valider l'efficacité aérodynamique du contrôle par jet synthétique sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile tridimensionnelle.

Chapitre III.3 - Exploration numérique sur une géométrie simplifiée tridimensionnelle

L'objectif de cette exploration numérique tridimensionnelle est de vérifier le potentiel de réduction de la traînée aérodynamique d'une géométrie simplifiée automobile par jet synthétique observé précédemment (Chapitre III.2). Par rapport au cas 2D, la topologie tridimensionnelle de l'écoulement de sillage fait apparaître deux structures tourbillonnaires longitudinales supplémentaires qui contribuent également aux efforts de pression qui s'appliquent sur l'arrière de la géométrie (§ II.1.3.1). Il est donc nécessaire d'évaluer l'efficacité de la technique de contrôle en présence de ces structures tourbillonnaires. Pour cela, l'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ du contrôle sur la réduction de traînée aérodynamique est examinée pour la fréquence de fonctionnement du jet synthétique "optimale" définie précédemment. Ensuite, l'influence de la position de la fente par rapport à la ligne de décollement géométrique naturelle de couche limite en fin de pavillon est étudiée pour deux positions.

Auparavant, il est nécessaire de caractériser la topologie de l'écoulement de sillage sans contrôle obtenue numériquement.

3.1. Caractérisation de l'écoulement de sillage sans contrôle

Les études menées numériquement rencontrent de grandes difficultés à reproduire correctement la complexité de l'écoulement de sillage d'une lunette arrière inclinée à 25° . Les conclusions des travaux menés par le groupe de recherche ERCOFTAC [MAN-02] sur ce cas test montrent que les codes de calcul de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) se décomposent en deux catégories :

- Une première catégorie pour laquelle l'écoulement reste attaché sur toute la lunette arrière. Cette topologie est obtenue avec l'ensemble des codes qui utilisent un modèle de turbulence de type $k-\varepsilon$.

- Une seconde catégorie pour laquelle l'écoulement décolle correctement au niveau de la rupture de pente mais ne recolle jamais et reste ouvert sur le sillage. Cette topologie concerne les modèles par exemple de type $k-\omega$, SST, RSM,...

Manceau *et al.* [MAN-02] suggère que les codes de calcul ne reproduisent pas correctement le pic d'énergie turbulente mesuré expérimentalement [LIE-02] en proche paroi en fin de pavillon.

Deux études numériques supplémentaires menées par Krajnovic *et al.* [KRA-05] à l'aide d'un code de type LES et par Rouméas [ROU-06] à l'aide d'un code de calcul de type méthode de Boltzmann sur réseau obtiennent des résultats qui concordent avec les expériences. Ces codes se distinguent des précédents dans le sens où il s'agit de modèles instationnaires. Les résultats obtenus montrent que le pic d'énergie turbulente reste sous évalué de la même manière au moment du décollement. Cependant, les codes proposent une représentation correcte de la topologie et des principaux phénomènes physiques de l'écoulement de lunette arrière (§ II.1.3.1).

Dans cette section, nous proposons donc de caractériser l'écoulement de sillage moyen (§ III.3.1.1) et instationnaire (§ III.3.1.2) obtenus pour ce travail de thèse à l'aide du code de calcul PowerFlow.

3.1.1. Caractérisation moyenne de l'écoulement de sillage

3.1.1.1. Les structures décollées dans le sillage proche

La topologie de l'écoulement de sillage évolue peu en fonction de la vitesse du vent pour des nombres de Reynolds (II.7) supérieurs à 10^4 [KRA-05a]. Dans ce qui suit, l'analyse est menée à partir de résultats moyens obtenus pour des vitesses d'écoulement infini amont $U_\infty=25$ et $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les nombres de Reynolds construit à partir de la longueur de la géométrie L_A (Figure III.1) sont respectivement égaux à $Re=1.7\times 10^6$ et 2.8×10^6 . Les structures décollées qui composent l'écoulement de sillage sont d'abord mises en évidence à partir d'une iso-surface de perte d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$, (III.18)) coloriée par la valeur de coefficient de pression statique (III.19) (Figure III.37).

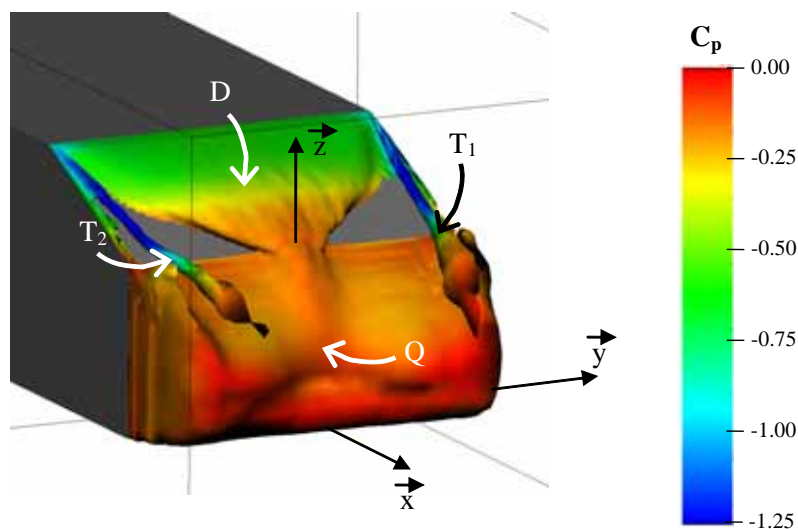


Figure III.37 : Iso-surface du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage proche ($C_{pi}=1$) coloriée par les valeurs de coefficient de pression statique C_p ($Re=2.8\times 10^6$)

L'iso-surface de C_{pi} relevée dans le domaine fluide permet d'identifier les principales régions décollées à l'origine de pertes d'énergie volumique importantes dans le sillage proche de la géométrie (Figure III.37) :

- Le bulbe décollé D transversal à l'écoulement principal sur la lunette arrière,
- La région décollée Q de forme torique qui prend appui sur la périphérie du culot.

Les deux régions décollées D et Q interagissent entre-elles, c'est-à-dire que des échanges de fluides ont lieu, à hauteur de la rupture de pente entre la lunette arrière (Σ_2) et le culot (Σ_3). Cette interaction est à l'origine de pertes d'énergie volumique dans l'écoulement.

- Deux structures longitudinales T_1 et T_2 le long des arêtes respectivement droite et gauche de la lunette arrière.

La présence de ces différentes régions de perte énergétique importante coïncide bien avec la présence des structures tourbillonnaires décrites expérimentalement par Ahmed [AHM-84].

La coloration des iso-surfaces par les valeurs de C_p illustre qu'aux pertes énergétiques sont associées des valeurs de pression statique inférieures à la pression de référence P_0 ($C_p < 0$, Figure III.37). Les structures tourbillonnaires sont responsables de la diminution des pressions statiques sur l'arrière de la géométrie et entretiennent ainsi la traînée aérodynamique de la géométrie.

Pour visualiser l'enroulement des structures tourbillonnaires et les décollements qui leurs donnent naissance, les lignes de courant issues de quatre secteurs de la géométrie :

- rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2),
- partie supérieure et inférieure du flan droit (Σ_{6d}) de la maquette,
- rupture de pente entre le soubassement (Σ_4) et le culot (Σ_3),

sont reportées sur la Figure III.38.

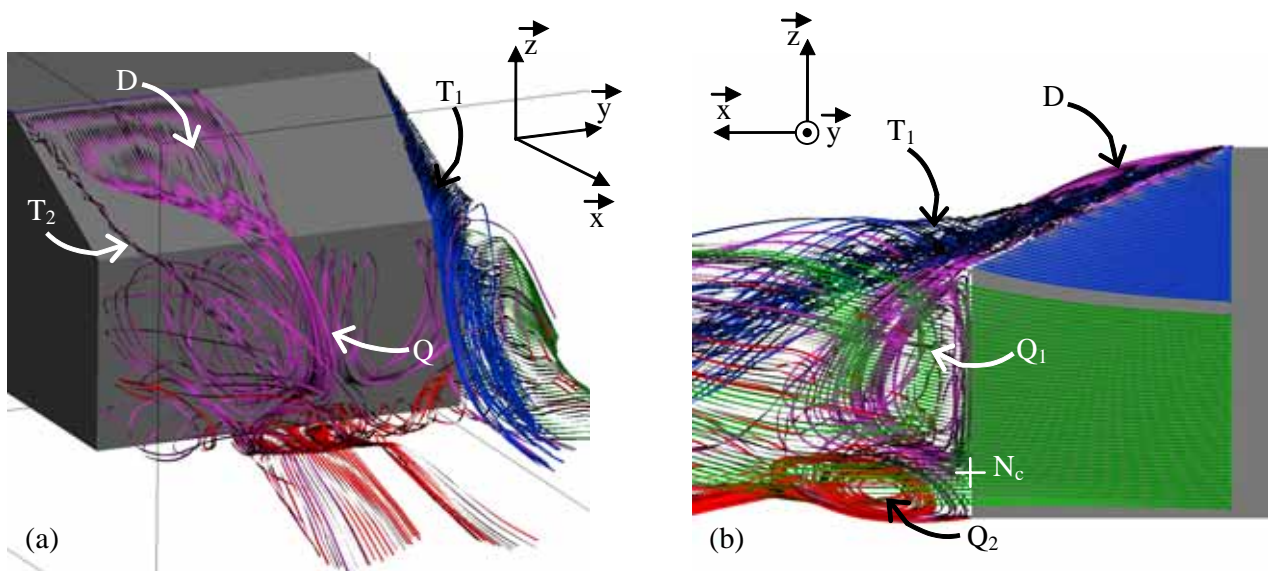


Figure III.38 : Lignes de courant issues de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (mauve), entre le soubassement et le culot (rouge), de la partie supérieure (bleu) et de la partie inférieure (vert) du flan droit. (a) vue de $\frac{3}{4}$ arrière, (b) vue de droite ($Re=2.8 \times 10^6$)

Les lignes de courant permettent d'identifier les régions de l'écoulement amont qui alimentent en filets fluides les structures décollées :

La région décollée D est exclusivement alimentée par l'écoulement issu du pavillon (Figure III.38.a). Les filets fluides décollent et s'enroulent au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière pour donner naissance au bulbe décollé D sur la première partie de la lunette. Sur le bas de la lunette, les filets fluides convergent vers le plan de symétrie de la géométrie où ils décollent à nouveau pour former la région décollée Q à hauteur du culot.

La région décollée Q a une forme torique de part le décollement et l'enroulement des filets fluides sur le contour du culot. Les lignes de courant issues du pavillon s'enroulent pour former la structure tourbillonnaire transverse qui compose le haut du tore, Q_1 (Figure III.38.b). La structure tourbillonnaire Q_2 qui compose le bas du tore est quant à elle alimentée par les filets fluides issus du soubassement. Dans le plan longitudinal médian, un nœud d'attachement des filets fluides N_c apparaît à la surface du culot. Ce nœud singulier délimite le développement des structures Q_1 et Q_2 sur le culot. En s'enroulant les trajectoires des particules fluides suivent les arêtes de Σ_3 et les deux structures tourbillonnaires transverses coalescent pour fermer le tore. Les lignes de courant provenant du flan de la géométrie ne s'enroulent pas et n'alimentent pas la structure tourbillonnaire Q.

Les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 résultent du décollement et de l'enroulement des filets fluides le long des arêtes latérales de la lunette arrière (Figure III.38.b). L'enveloppe de la structure longitudinale T_1 est définie à hauteur de la lunette arrière par l'enroulement des filets fluides issus du tiers supérieur du flan droit (filets fluides bleus). Plus en aval de la géométrie, les lignes de courant issues du soubassement et des deux tiers inférieurs du flan s'enroulent en partie autour de la structure longitudinale. Le cœur de la structure longitudinale semble se former par enroulement des filets fluides issus des extrémités latérales du pavillon (tourbillon T_2 , Figure III.38.a). Toutes les régions de l'écoulement amont participent donc à la formation des structures longitudinales.

L'analyse des résultats numériques moyens montre que la topologie des structures tourbillonnaires de sillage est correctement reproduite, particulièrement en ce qui concerne le rattachement du bulbe décollé D sur le bas de la lunette. Afin de préciser de manière quantitative la pertinence des résultats numériques, les profils de vitesse longitudinale U_x (Figure III.39) et d'énergie cinétique turbulent k ((III.16), Figure III.40), relevés dans le plan longitudinal médian pour $Re=1.7 \times 10^6$ et 2.8×10^6 , sont comparés aux résultats de Vélocimétrie par Anémométrie Doppler (LDA) issus de la bibliographie [LIE-02]. Les profils expérimentaux obtenus par PIV au cours de ce travail de thèse complètent la comparaison (PARTIE IV). La vitesse longitudinale U_x (k) est adimensionnée par la vitesse de l'écoulement amont U_∞ (resp. U_∞^2) et les abscisses et ordonnées par la hauteur de la géométrie H_A . De plus, la position de la frontière extérieure du bulbe décollé D sur Σ_2 est repérée à partir des maxima d'énergie cinétique turbulente de chaque profil (Figure III.40).

Tout d'abord, les profils de vitesse longitudinale reportés sur la Figure III.39 mettent en évidence une très bonne corrélation des résultats numériques obtenus pour les deux nombres de Reynolds. Sur l'ensemble du domaine de visualisation, la vitesse incidente U_∞ définit l'amplitude de la vitesse longitudinale.

Ensuite, la comparaison des résultats numériques et expérimentaux de LDA [LIE-02] montrent que la corrélation des résultats est correcte en amont du décollement en fin de pavillon, $x/H_A \leq 0.7$, et à une hauteur de géométrie H_A en aval du culot, $x/H_A \geq 1$ (Figure III.39). Sur la lunette arrière (Σ_2), les vitesses longitudinales relevées numériquement sont plus faibles que les vitesses expérimentales de LDA. Ce déficit de vitesse longitudinale se répercute ensuite de la même manière dans le sillage proche de la géométrie, $0 \leq x/H_A \leq 1$.

Enfin la comparaison des résultats numériques et expérimentaux de PIV mettent en évidence une forte corrélation des profils de vitesse longitudinale sur l'ensemble du sillage proche, $x/H_A \leq 1$. Les mesures PIV sous estiment également les vitesses longitudinales sur Σ_2 et pour $x/H_A \leq 1$ par rapport au résultats LDA.

En amont du décollement, la forte corrélation des résultats numériques et expérimentaux montre que la suppression de l'avant de la géométrie pour les simulations numériques n'influence pas significativement le développement de la couche limite sur le pavillon.

De plus, l'écart de vitesse longitudinale sur Σ_2 observé entre, d'une part, les résultats numériques et PIV, et d'autre part, les résultats LDA, suggèrent que la zone de recirculation associée au bulbe décollé D semble sous estimée par Lienhart *et al.* [LIE-02]. L'auteur des mesures LDA caractérise le bulbe D comme "une très petite zone de recirculation sur le haut de la lunette arrière". Cependant, la zone de recirculation se développe numériquement et expérimentalement dans cette étude sur 80% de la lunette arrière. Le développement plus important de la structure tourbillonnaire D sur une région plus importante de l'écoulement est également retrouvée par Rouméas *et al.* [ROU-06] et par l'ensemble des codes de calculs numériques [MAN-02].

Comme la majorité des codes de calcul numérique, PowerFlow[®] sous-estime l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente k dans la nappe de cisaillement associée au décollement de la couche limite en fin de pavillon et en aval de la géométrie simplifiée (Figure III.40). L'écart maximum relevé entre les valeurs expérimentales et numériques est de l'ordre de $0.14U_\infty^2$. Néanmoins, cette sous-estimation de l'énergie cinétique turbulente n'engendre dans ce cas pas de problème de modélisation moyenne de la topologie de la structure tourbillonnaire D.

La comparaison des résultats expérimentaux montre que sur la première moitié de la lunette arrière, $0.85 \leq z/H_A \leq 1.00$ (Figure III.40), les résultats PIV sous-estiment l'amplitude du pic d'énergie cinétique turbulente par rapport aux résultats de LDA, et inversement sur la seconde moitié de Σ_2 , $0.70 \leq z/H_A \leq 0.85$. De plus, sur l'ensemble de la lunette arrière, la position du pic de maximum de k est plus éloigné de la paroi avec la PIV et les résultats numériques, qu'avec la LDA. Cette observation confirme que le développement du bulbe décollé D est plus faible pour les expérimentations de Lienhard *et al.* [LIE-02] que dans cette étude.

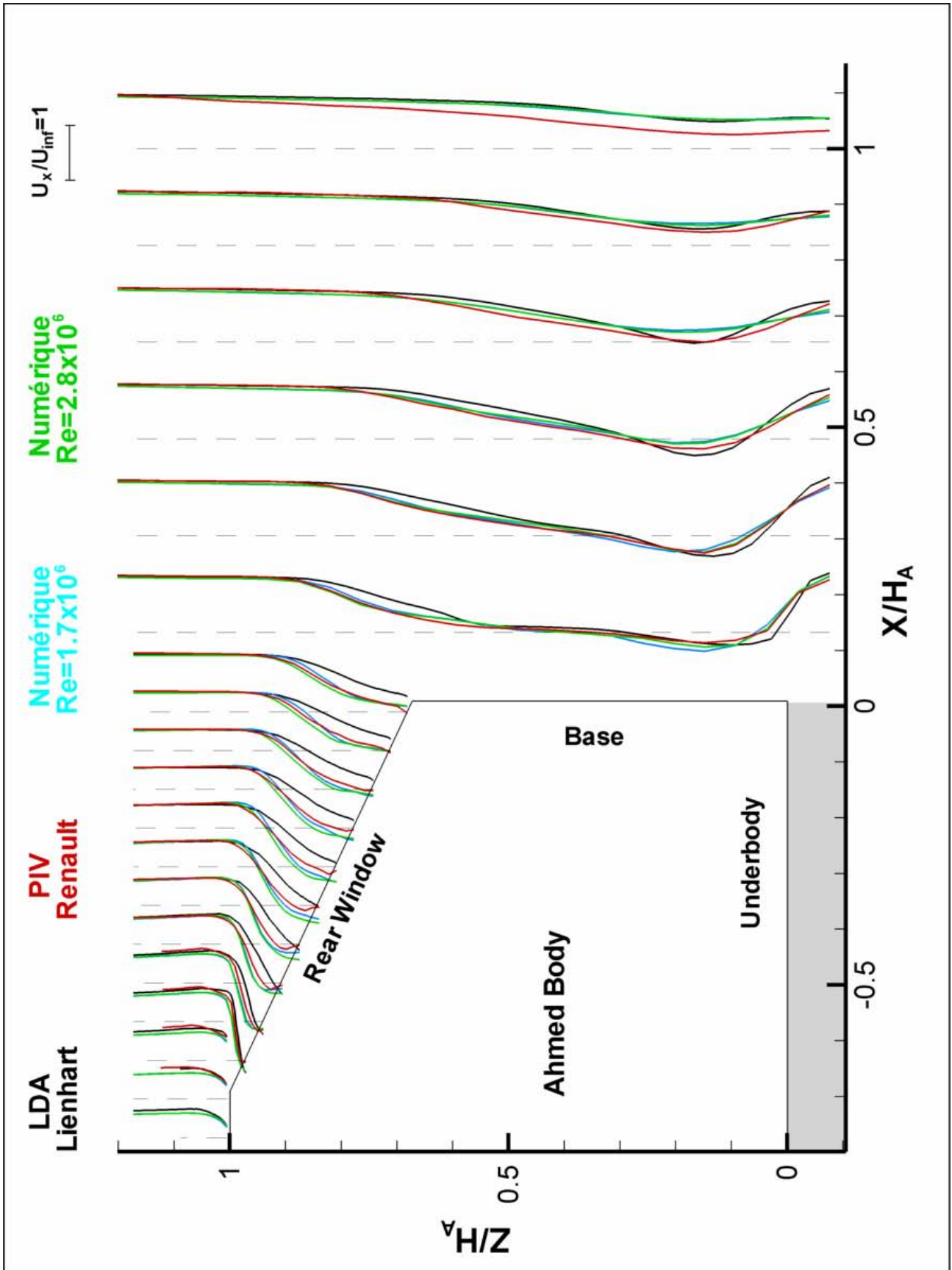


Figure III.39 : Comparaison des profils de vitesse longitudinale adimensionnée en aval de la géométrie entre LDA [LIE-02], PIV, et Numérique (présente étude)

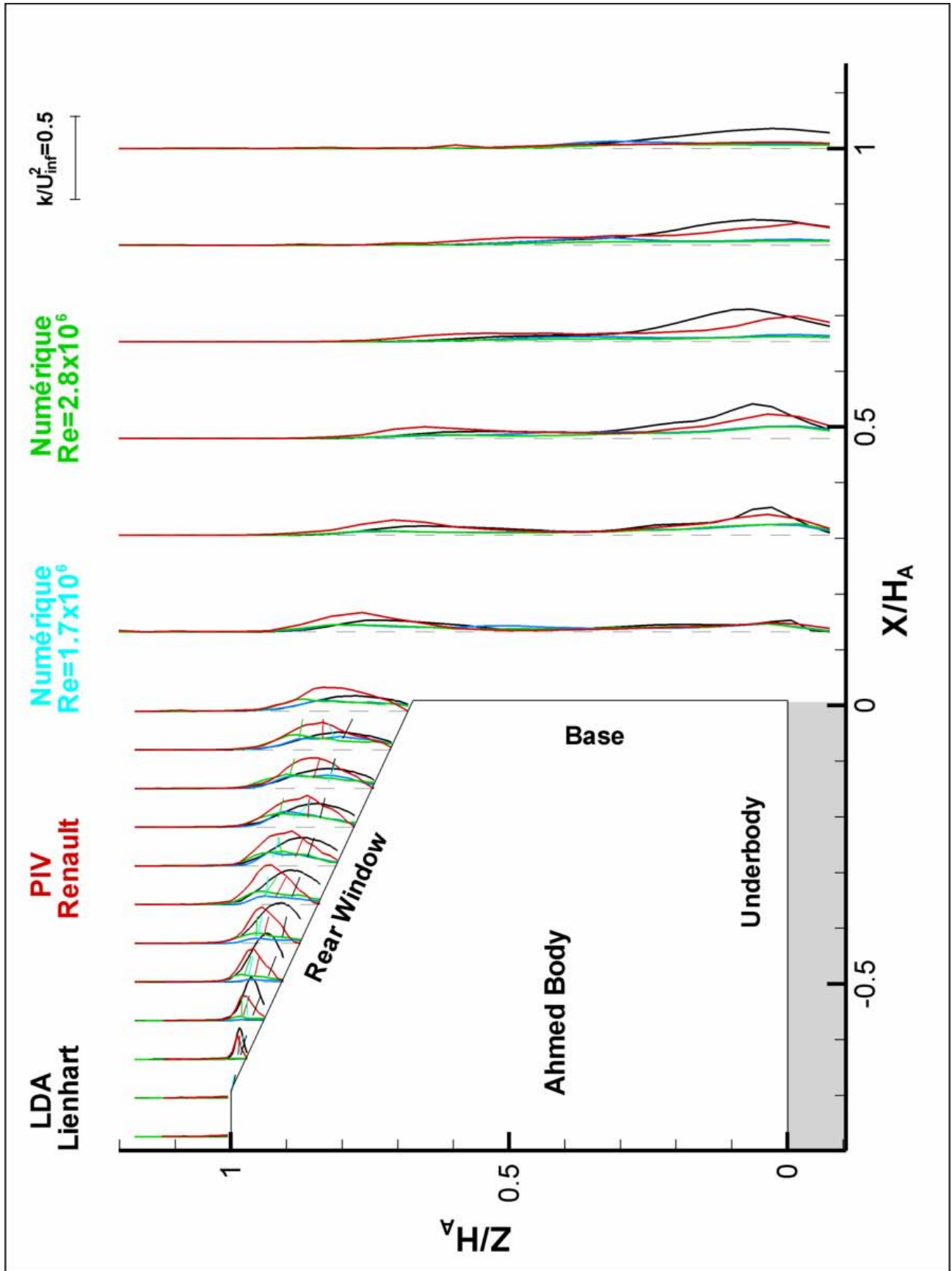


Figure III.40 : Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente adimensionnée en aval de la géométrie entre LDA [LIE-02], PIV, et Numérique (présente étude)

Les topologies de sillages bidimensionnels, envergure infinie (Figure III.9), et tridimensionnels, envergure finie (Figure III.41), sont maintenant comparées à l'aide des répartitions des pertes d'énergie volumique C_{pi} (III.18) dans le plan longitudinal médian. Les différences observées sont liées à la formation des structures tourbillonnaires longitudinales.

Pour le sillage 3D, les valeurs de C_{pi} associées au développement du bulbe décollé D sont élevées sur la première moitié de Σ_2 , de l'ordre de 1.60, et diminuent sur la seconde moitié entre 1.50 et 1.00. La diminution des pertes d'énergie volumique coïncide avec l'attachement des filets fluides sur le bas de la lunette arrière. Les lignes de courant s'enroulent ensuite dans la recirculation de culot Q.

La coupe longitudinale permet de visualiser les deux structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 qui composent la recirculation Q. La structure tourbillonnaire Q_1 se forme par décollement des filets fluides sur le bas de Σ_2 . Elle a une forme allongée et est plaquée contre le culot. Sa hauteur est de l'ordre de $0.60H_A$ et son centre est situé à une distance λ_{Q1} d'environ $0.08H_A$ de Σ_3 . La structure tourbillonnaire Q_2 , issue du soubassement, est quant à elle étroite et allongée dans le sens de l'écoulement principal. Son centre est positionné à environ $\lambda_{Q2}=3\lambda_{Q1}$ du culot. Les pertes énergétiques et les valeurs de C_{pi} au cœur des structures tourbillonnaires sont équivalentes, de l'ordre de 1.30.

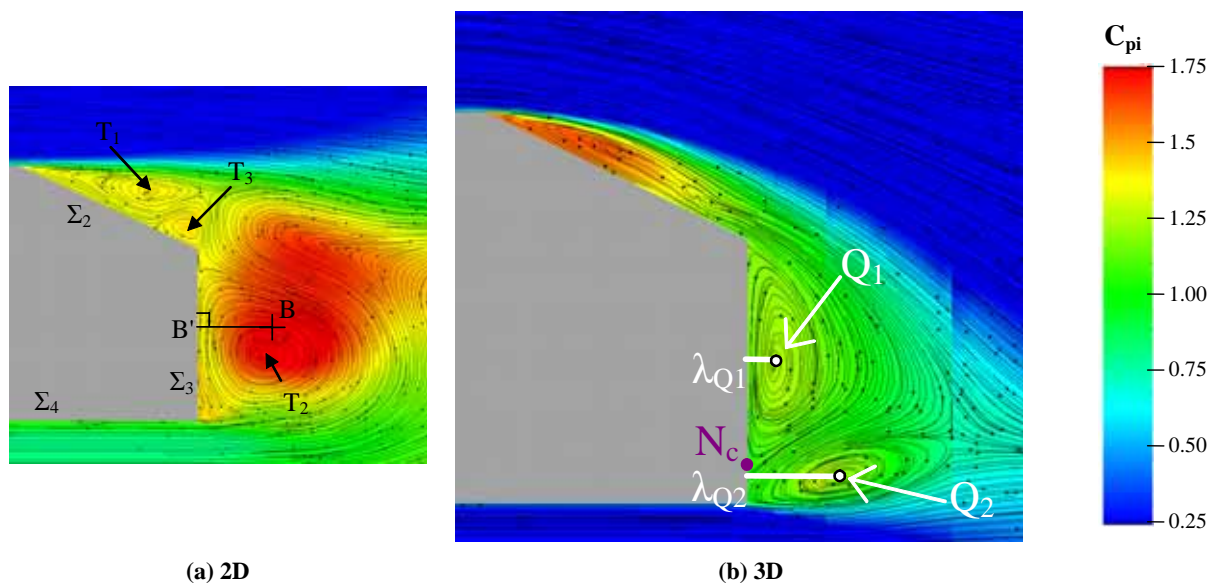


Figure III.41 : Cartographie de coefficient de pertes d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant relevées (a) à partir des simulations 2D (Rappel) et (b) dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée sans contrôle

La comparaison des cartographies de C_{pi} , 2D (Figure III.9) et 3D (Figure III.41), met en évidence une distribution et des valeurs de pertes d'énergie volumique bien différentes. Sur la lunette arrière, les valeurs de C_{pi} sont supérieures pour l'écoulement tridimensionnel, de l'ordre de 1.60 contre 1.30 en 2D. A l'inverse, sur le culot, les valeurs de C_{pi} sont inférieures pour les simulations 3D, supérieure à 1.75 en 2D contre 1.30 en 3D.

L'évolution des valeurs de C_{pi} est liée au changement de topologie d'écoulement :

- En 2D, l'écoulement sur la lunette arrière est en moyenne ouvert sur la recirculation de culot. Les pertes énergétiques importantes sont associées à la formation d'une allée de Von Karman composée de structures tourbillonnaires contrarotatives issues du pavillon T_1 et du soubassement T_2 (Figure III.7). La hauteur de l'allée tourbillonnaire qui se forme est alors de l'ordre de celle de la géométrie.

- L'écoulement 3D se distingue de l'écoulement bidimensionnel par l'apparition des structures tourbillonnaires longitudinales. La rotation des structures longitudinales, rotation horaire pour T_1 et trigonométrique pour T_2 , orientent les filets fluides décollés en fin de pavillon vers la paroi de la lunette arrière. Elles tendent alors à réduire la longueur du bulbe décollé D et à rattacher l'écoulement sur le bas de la lunette arrière. De cette manière, La section transversale des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 se limitent en moyenne à la hauteur du culot (H_3).

Le changement de topologie de l'écoulement se traduit alors par une modification importante de l'écoulement à hauteur du culot. En 2D, l'écoulement au niveau du culot est principalement composé de la structure tourbillonnaire T_2 issu du soubassement (Figure III.9). Le point d'attachement N_c séparant les structures tourbillonnaires T_1 et T_2 est alors situé en $z=0.60H_A$ (haut du culot). En 3D, la structure Q_1 domine la recirculation et le point d'attachement N_c est positionné en $z=0.20H_A$ (bas du culot).

L'étude menée dans le paragraphe suivant a pour but de caractériser l'écoulement en proche paroi.

3.1.1.2. Ecoulement de proche paroi

Avant toute chose, il est nécessaire de définir les lignes de frottement numérique. Pour le code de calcul PowerFlow, les lignes de frottement sont calculées par projection des lignes de courant calculées en proche paroi, c'est-à-dire dans les 2 ou 3 premiers éléments de maillage adjacents à la paroi. C'est pourquoi, la notion de "ligne de courant en proche paroi" est utilisée pour les simulations numériques plutôt que "lignes de frottement".

L'analyse de l'écoulement à la paroi de la *lunette arrière* reflète la complexité des enroulements tridimensionnels provoqués par la limitation de l'envergure de la géométrie.

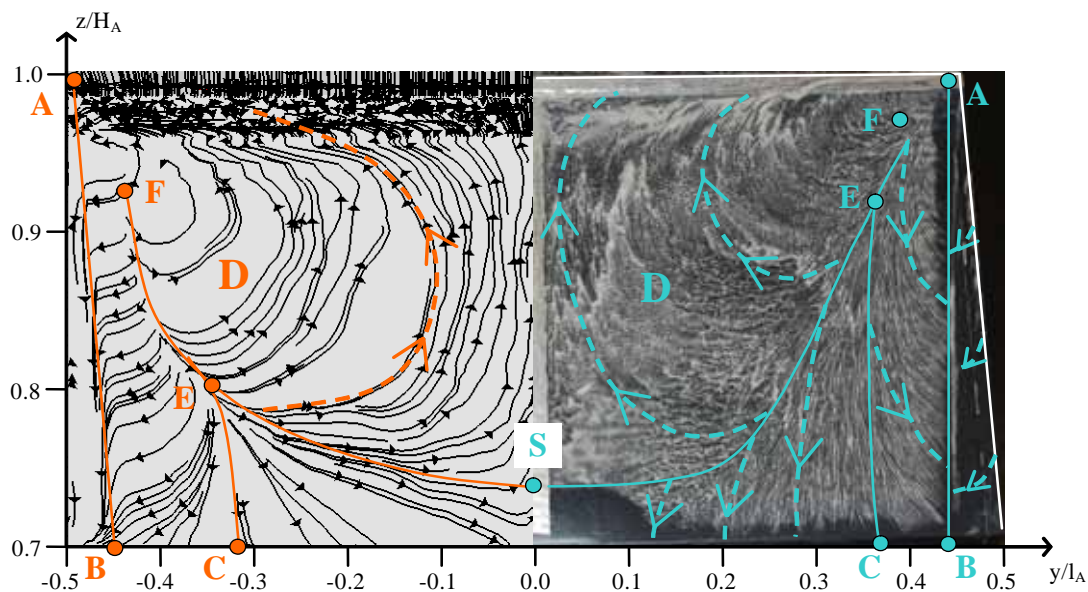


Figure III.42 : Visualisation des lignes de courant numériques à proximité de la paroi (partie gauche de Σ_2 , $y/l_A < 0$) et des lignes de frottement expérimentales (partie droite de Σ_2 , $y/l_A < 0$) pour $Re=2.8 \times 10^6$

Les lignes de courant obtenues numériquement sur la moitié gauche de la lunette arrière, sont comparées, par symétrie de l'écoulement autour du plan longitudinal médian, aux lignes de frottement (PARTIE IV)

obtenues expérimentalement sur la moitié droite de la lunette arrière pour un nombre de Reynolds de l'écoulement de 2.8×10^6 (Figure III.42).

Une très bonne corrélation des résultats expérimentaux et numériques est observée en proche paroi. Compte tenu de la symétrie du problème, la description de l'écoulement qui suit est faite à partir des résultats numériques issus de la moitié gauche de la lunette arrière. Ces derniers mettent en évidence :

- les lignes d'attachement moyennes du bulbe décollé (SF) et de la structure tourbillonnaire longitudinale (FC). La ligne d'attachement (SF) sépare la lunette arrière en deux régions. En dessous de cette ligne d'attachement, l'écoulement s'écoule vers le culot. Au dessus de la ligne (SF) l'écoulement remonte vers le haut de la lunette et s'enroule autour du point singulier F. L'écoulement des lignes de courant vers l'amont correspond à la recirculation initiée par le bulbe décollé D. Le point singulier est un foyer d'émission des filets fluides (Figure IV.11).
- Le point S situé dans le plan de symétrie de la géométrie est un point singulier de type "selle" (Figure IV.11). La position de ce point par rapport au haut de la lunette arrière est utilisée par la suite pour caractériser la longueur du bulbe décollé. Dans cette étude numérique et expérimentale, la structure tourbillonnaire D se développe sur environ 80% de la lunette arrière. Les visualisations pariétales montrent ainsi que la recirculation est importante et domine l'écoulement aérodynamique sur Σ_2 .
- Le long de l'arête latérale gauche de Σ_2 , les filets fluides décollent et s'enroulent pour former la structure longitudinale T_2 . Elles impactent ensuite la paroi le long de la ligne d'attachement (FC). Sous la structure T_2 , l'écoulement est orienté vers les arêtes et décollent à nouveau le long de la ligne d'émission (AB). Entre la ligne d'émission (AB) et l'arête de la lunette arrière, une structure tourbillonnaire longitudinale secondaire contrarotative se forme alors par continuité [LEH-07]. Les structures tourbillonnaires D et T_2 interagissent le long du segment (EF). Cette ligne d'interaction est le siège d'échanges de fluides et des pertes énergétiques.

Par conséquent, l'écoulement au dessus de la lunette arrière est composé à la fois de structures tourbillonnaires qui s'enroulent transversalement à l'écoulement principal (bulbe décollé D), et longitudinalement (Structures tourbillonnaires T_1 et T_2). Sous le bulbe décollé, la compétition entre ces deux phénomènes se traduit par l'enroulement des lignes de frottement autour de foyers d'émission. Cette description de l'écoulement est également mise en évidence expérimentalement par Gilliéron *et al.* [GIL-01] pour un nombre de Reynolds de l'écoulement égal à 7×10^5 .

Sur le culot, les lignes de courant relevées à proximité de la paroi permettent de caractériser la topologie de la structure tourbillonnaire Q. La caractérisation expérimentale des lignes de frottement à la paroi de Σ_3 est difficile à réaliser. Les faibles vitesses d'écoulement dans la zone de recirculation Q ne permettent pas d'entraîner par viscosité l'enduit et celui-ci coule sous l'effet du poids avant de sécher. L'étude numérique

permet dans cette situation de compléter la compréhension de l'écoulement et les résultats expérimentaux (Figure III.43).

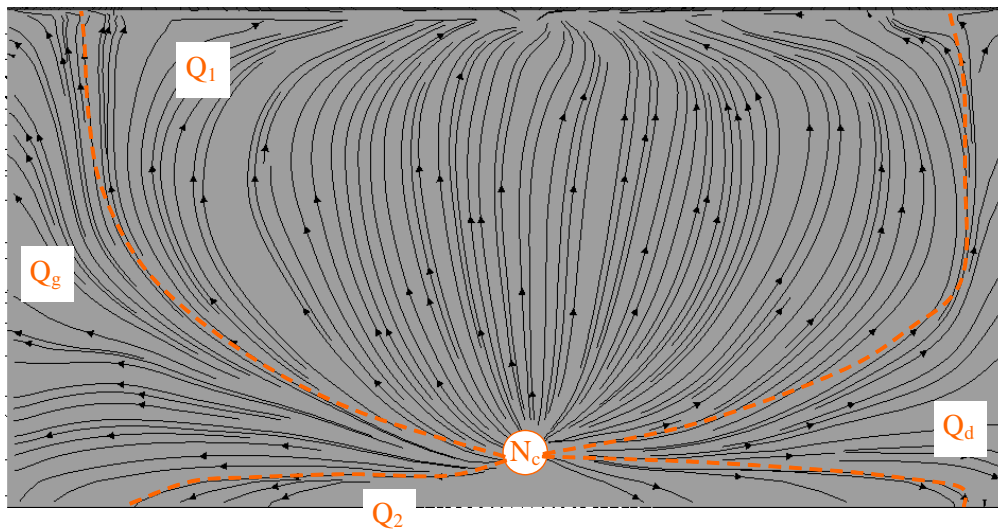


Figure III.43 : Visualisation des lignes de courant en proche paroi du culot ($Re=2.8 \times 10^6$)

L'orientation des lignes de courant à la paroi coïncide avec la forme torique de la recirculation Q et permet de distinguer quatre régions distinctes dont l'intersection est le point singulier N_c . Le point singulier N_c est un nœud d'attachement positionné sur le bas du culot. Il correspond au point de départ des filets fluides qui décollent sur la périphérie du culot (Figure III.43) :

- Les régions situées au dessus et en dessous du point N_c sont liées à l'enroulement des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 . Dans la région Q_1 , les lignes de frottement sont orientées vers le haut du culot et dans la région Q_2 , elles sont orientées vers le bas du culot.
- Les régions Q_g et Q_d , situées de part et d'autre du point N_c ont des lignes de courant orientées vers les arêtes latérales de Σ_3 .

La représentation des lignes de courant à la paroi de Σ_3 montre que la recirculation liée au développement de la structure tourbillonnaire Q_1 domine l'écoulement aérodynamique verticalement et transversalement.

Les lignes de courant relevées numériquement en proche paroi mettent en évidence les singularités de l'écoulement tridimensionnel. Sur la lunette arrière, la formation des structures tourbillonnaires longitudinales le long des arêtes latérales de la lunette arrière perturbent l'enroulement de la structure tourbillonnaire D de nature bidimensionnelle. Sur le culot, la topologie de l'écoulement est principalement dominée par la formation de la structure tourbillonnaire Q_1 issue de la lunette arrière.

3.1.1.3. Le coefficient de traînée aérodynamique

Le coefficient de traînée aérodynamique obtenu numériquement est dans ce paragraphe comparé aux résultats bibliographiques (Table III.3). Les valeurs de C_x sont reportées en fonction du nombre de Reynolds Re (II.7), basé sur la longueur de la géométrie simplifiée.

Les valeurs de C_x relevées numériquement correspondent au C_x total de la géométrie simplifiée, c'est-à-dire qu'elles intègrent la traînée de pression et de frottement à la surface de la géométrie simplifiée (II.1).

Cependant, comme la traînée de pression représente 90% de la traînée totale, la comparaison permet d'évaluer la représentation numérique des distributions de pression statique moyennes sur l'arrière de la géométrie simplifiée.

Les valeurs de C_x obtenues au cours de cette étude numérique sont égales à 0.34 et 0.32 pour des nombres de Reynolds respectivement égaux à 1.7×10^6 et 2.8×10^6 .

<i>Approche</i>	C_x	<i>Reynolds</i>	<i>Angle α</i>	<i>Référence</i>
<i>Expérimentale</i>	0.283	2.8×10^6	25°	[AHM-84]
<i>Expérimentale</i>	0.285	2.8×10^6	25°	[LIE-02]
<i>Expérimentale</i>	0.38 → 0.32	$7.5 \times 10^5 \rightarrow 2.8 \times 10^6$	30°	[VIN-05]
<i>Expérimentale</i>	0.39 → 0.39	$1.0 \times 10^6 \rightarrow 1.9 \times 10^6$	25°	Présente étude
<i>Numérique</i>	0.34	4.2×10^6	30°	[GIL-99]
<i>Numérique</i>	0.292	2.8×10^6	25°	[KRA-05]
<i>Numérique</i>	0.31	2.8×10^6	25°	[ROU-06]
<i>Numérique</i>	0.34 → 0.32	$1.7 \times 10^6 \rightarrow 2.8 \times 10^6$	25°	Présente étude

Table III.3 : Récapitulation des valeurs de C_x issues de résultats bibliographiques et de la présente étude

Ces valeurs de C_x surévaluent, de l'ordre de 12%, les valeurs de traînée relevées expérimentalement par Ahmed *et al.* [AHM-84] et Lienhart *et al.* [LIE-02], d'une part, et numériquement par Krajnovic [KRA-05a], d'autre part. Cette surestimation peut être attribuée au fait que la partie avant de la géométrie ne soit pas représentée [ROU-06]. Cependant, l'analyse de l'écoulement dans le plan longitudinal médian (§ III.3.1.1.1) montre que le développement du bulbe décollé D est dans cette étude (numérique sans l'avant et expérimentale avec l'avant) plus important. L'augmentation des dimensions du bulbe décollé engendre un accroissement des pertes énergétiques dans le sillage et une diminution des pressions statiques sur l'arrière de la géométrie. Elle expliquerait alors également la surestimation de la traînée.

Par ailleurs, les valeurs de traînée relevées dans cette étude sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par Vino *et al.* [VIN-05] pour un angle d'inclinaison de la lunette arrière égal à 30° et par Rouméas [ROU-06] pour lesquelles les dimensions du bulbe décollé sont également plus importantes.

Dans le cadre de la présente étude, l'objectif est de reproduire correctement les structures tourbillonnaires de sillage pour pouvoir par la suite étudier l'influence du contrôle sur leur développement. Les performances du contrôle sont dans la suite de cette partie numérique 3D exprimées sous forme de pourcentage de réduction de traînée en prenant ces valeurs numériques comme référence du cas sans contrôle.

3.1.1.4. Conclusion de la caractérisation moyenne de l'écoulement

La caractérisation moyenne de l'écoulement de sillage permet de valider l'utilisation du code de calcul PowerFlow® et des simplifications géométriques (avant de la géométrie simplifiée et supports) pour ce travail. Les principales structures qui composent la topologie moyenne de l'écoulement de sillage sont correctement reproduites.

Toutefois, une surestimation significative de la longueur moyenne de la recirculation de lunette arrière D est observée par rapport aux résultats bibliographiques utilisés comme référence. Les travaux expérimentaux

réalisés dans le cadre de ce travail de thèse permettent néanmoins de valider la longueur du bulbe décollé obtenue numériquement. Il serait néanmoins nécessaire de confronter plus en détails les conditions d'essais afin de comprendre les écarts observés, particulièrement pour valider les codes de calculs numériques qui reproduisent mal la topologie de l'écoulement dans le cas de la lunette inclinée à 25° .

D'autre part, la caractérisation de la topologie permet de préciser les régions de l'écoulement sur lesquelles il est nécessaire d'agir dans la perspective de contrôler les structures tourbillonnaires de sillage :

- Le contrôle des structures transversales de lunette arrière D et du culot Q implique nécessairement le contrôle du décollement en fin de pavillon. C'est l'objet de ce travail de thèse.
- Le contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales est plus complexe. La voie explorée à la DTAA chez Renault repose sur le contrôle de l'écoulement issu des flans de la géométrie. L'objectif est alors de supprimer ou provoquer l'éclatement des structures tourbillonnaires longitudinales [LEH-07].

Enfin, la comparaison des résultats 2D et 3D montre que les pertes énergétiques du cas tridimensionnel sont plus importantes sur la lunette arrière et plus faibles sur le culot que dans le cas 2D. Compte tenu des résultats obtenus précédemment (§ III.2.2), le contrôle du bulbe décollé pourrait permettre de réduire les pertes d'énergie volumique et augmenter les pressions statiques sur la lunette arrière. Il est alors nécessaire de regarder quelles sont les répercussions sur le culot.

Maintenant que la topologie moyenne de l'écoulement est vérifiée, la dynamique instationnaire des structures tourbillonnaires qui le compose est caractérisée.

3.1.2. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement de sillage

L'écoulement de sillage aérodynamique d'une géométrie est animé par l'émission de structures tourbillonnaires turbulentes dont l'activité spectrale est directement liée au nombre de Reynolds. Compte tenu de la nature instationnaire du système de contrôle à l'étude, il est nécessaire de vérifier à priori que l'activité tourbillonnaire est sans contrôle correctement représentée. Pour cela, des simulations sont réalisées pour deux vitesses de vent, $U_\infty=25$ et $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, associées respectivement à des nombres de Reynolds Re (II.7) égaux à 1.7×10^6 et 2.8×10^6 .

L'étude fréquentielle est tout d'abord réalisée ponctuellement à l'aide de "sondes numériques" positionnées dans le sillage. Cette approche permet de dégager les fréquences caractéristiques des phénomènes instationnaires de l'écoulement pour ensuite préciser la topologie des structures tourbillonnaires qui animent le sillage dans le plan longitudinal médian autour de ces fréquences.

3.1.2.1. Caractérisation ponctuelle de l'activité spectrale du sillage

La caractérisation ponctuelle est réalisée à l'aide de six "sondes numériques" positionnées dans le plan longitudinal médian de la géométrie (Figure III.6). Les densités spectrales de puissance (III.23) sont calculées à partir des signaux temporels de vitesse longitudinale $u_x(t)$ découpés en $N_b=10$ blocs avec un

recouvrement de $R_b=85\%$. Le pas en fréquence est alors de l'ordre de 17 Hz. Les niveaux des DSP sont adimensionnés par U_∞^2 et sont reportés en fonction du nombre de Strouhal St (II.7) afin de vérifier la similitude des résultats en fonction du nombre de Reynolds (Figure III.44).

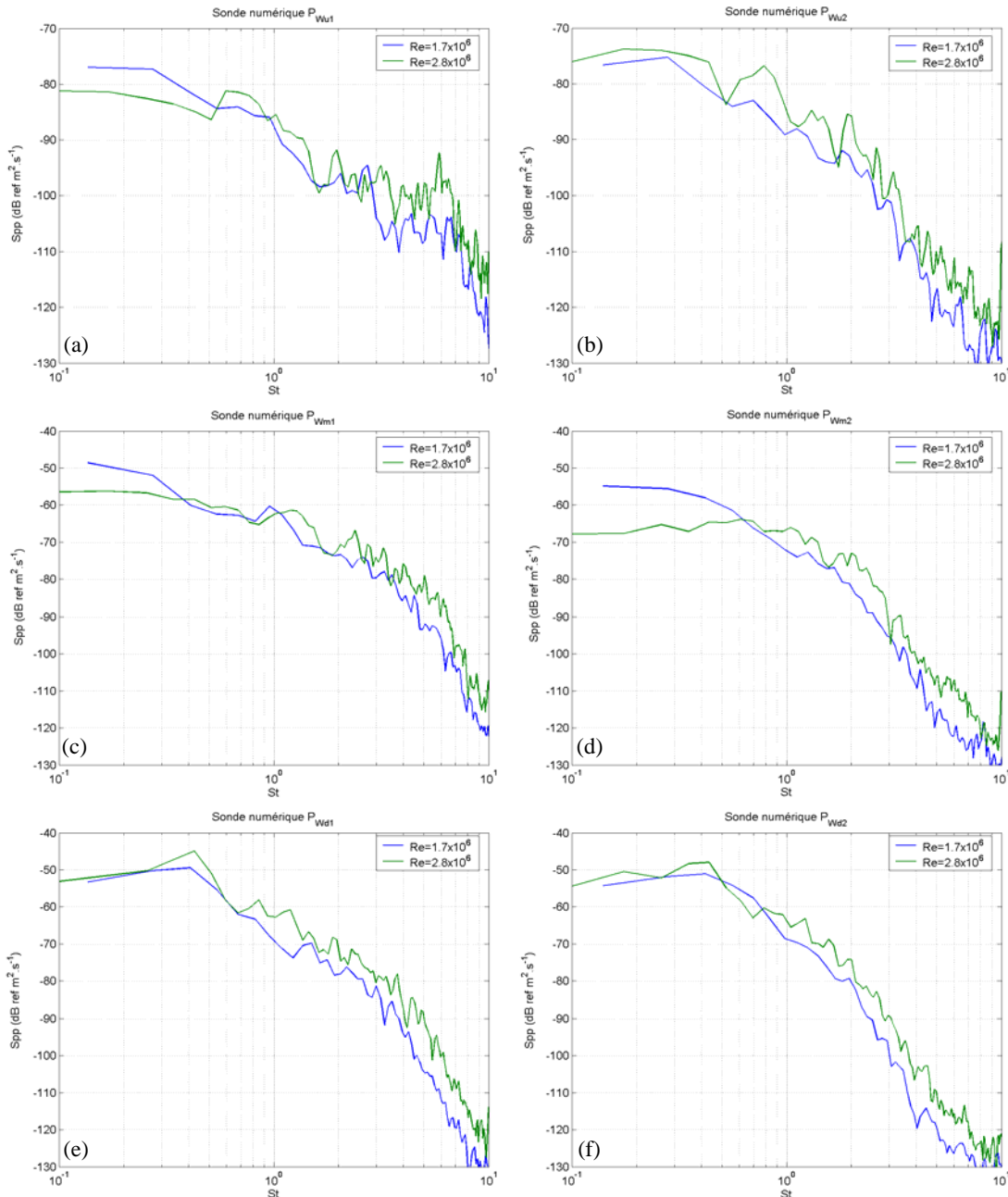


Figure III.44 : Densité Spectrales de Puissances exprimées en fonction de la fréquence réduite F_w^* et relevées en (a) P_{Wu1} , (b) P_{Wu2} , (c) P_{Wm1} , (d) P_{Wm2} , (e) P_{Wd1} et (f) P_{Wd2} pour deux nombres de Reynolds ($Re=1.7 \times 10^6$ et 2.8×10^6)

Pour chaque sonde numérique, les densités spectrales de puissance sont comparables pour les deux nombre de Reynolds (Figure III.44). Les niveaux d'énergie et les pentes des spectres sont directement liés à la vitesse de déplacement du véhicule U_∞ . Le nombre de Strouhal est donc un paramètre de similitude de l'activité spectrale de l'écoulement de sillage qui permet de faire abstraction du nombre de Reynolds.

A hauteur du soubassement (Figure III.44.e et .f), un pic de puissance émerge sur chacune des DSP pour un nombre de Strouhal de l'ordre de $St_{wd} = 0.4$. L'activité spectrale qui se dégage pour cette fréquence adimensionnée est également mise en évidence expérimentalement [VIN-05]. Elle est associée au lâché de structures tourbillonnaires Q_2 issues de l'enroulement des filets fluides en fin de soubassement. L'émission de

ces structures tourbillonnaires alimente l'instabilité de type Von Karman de sillage. *Vino et al.* montrent que ce phénomène instationnaire domine l'activité spectrale du sillage dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée (§ II.1.3.2). Le nombre de Strouhal $St_{wd} = 0.4$ correspond au premier mode fréquentiel de l'écoulement.

Les DSP associées à la sonde numérique P_{wu1} , en aval du pavillon, mettent en évidence l'émergence d'un pic de puissance à $St_{wu} = 0.7$ (Figure III.44.a). En P_{wu2} , ce même pic est accompagné d'une subharmonique $St_{wu}^{0.5} = 0.3$, de la première harmonique $St_{wu}^1 = 1.4$, et de la seconde $St_{wu}^2 = 2.0$ (Figure III.44.b). L'émergence des harmoniques entre P_{wu1} et P_{wu2} marque l'augmentation de la cohérence du phénomène instationnaire pour un nombre de Strouhal égal à 0.7. Compte tenu de la position des sondes, les pics caractérisent l'agitation fréquentielle liée à l'émission dans le sillage du bulbe décollé D de lunette arrière. Le détachement du bulbe décollé dans le sillage représente la seconde source d'instabilité de l'allée tourbillonnaire qui se forme dans le sillage, en opposition avec la structure Q_2 .

L'activité spectrale de l'écoulement est caractérisée indépendamment de la vitesse de l'écoulement incident à l'aide du nombre de Strouhal. Les DSP permettent de dégager deux nombres de Strouhal associés à une activité spectrale dominante dans le sillage de la géométrie simplifiée, $St_{wu} = 0.7$ et $St_{wd} = 0.4$. Afin de préciser les régions de l'écoulement animées autour de ces deux fréquences adimensionnées, les DSP sont maintenant analysées plus largement dans le plan longitudinal médian.

3.1.2.2. Caractérisation globale de l'activité spectrale dans le plan longitudinal médian

Compte tenu de la similitude observée précédemment, les résultats présentés dans ce paragraphe se limitent aux résultats de simulation numériques obtenus pour $Re = 2.8 \times 10^6$ ($U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$).

Les densités spectrales de puissance (III.23) sont calculées dans le plan longitudinal médian puis filtrées autour des deux nombres de Strouhal dominant identifiés à l'aide des sondes numériques : $St_{wd} = 0.4$ (Figure III.45.a) et $St_{wu} = 0.7$ (Figure III.45.b). Le temps d'acquisition du signal t_m et le recouvrement $R_b = 50\%$ choisis pour ce calcul permettent d'obtenir un échantillonnage du nombre de Strouhal de l'ordre de 0.2. Les cartographies permettent ainsi de localiser et quantifier l'activité spectrale des structures tourbillonnaires pour ces deux fréquences adimensionnées.

Les distributions de densité spectrale de puissance évoluent en fonction de la bande de fréquence considérée (Figure III.45.a et b) :

- Pour $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ (Figure III.45.a), les valeurs de DSP les plus importantes sont bien localisées en aval de la moitié inférieure du culot (Σ_3). Sur cette bande de fréquence, l'activité spectrale est dominée par le lâché de structures tourbillonnaires issues du soubassement de la géométrie simplifiée comme les mesures ponctuelles en P_{wd1} et P_{wd2} le suggèrent (Figure III.44.e et f).
- Pour $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$ (Figure III.45.b), le niveau des DSP est du même ordre de grandeur à hauteur de la lunette arrière (Σ_2) et de la moitié inférieure du culot (Σ_3). L'activité spectrale sur Σ_2 est plus élevée sur cette bande de fréquence que pour $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et l'activité au niveau du culot

plus faible. L'évolution des niveaux de DSP entre les deux bandes de fréquence suggère que l'émission des structures tourbillonnaires issues du pavillon et du soubassement est équilibrée. L'émergence du pic pour St_{w_u} et de ces harmoniques ($St_{w_u}^{0.5}$, $St_{w_u}^1$, $St_{w_u}^2$) observés ponctuellement en P_{w_u2} représente bien l'organisation de l'écoulement sur cette bande de fréquence (Figure III.44.b).

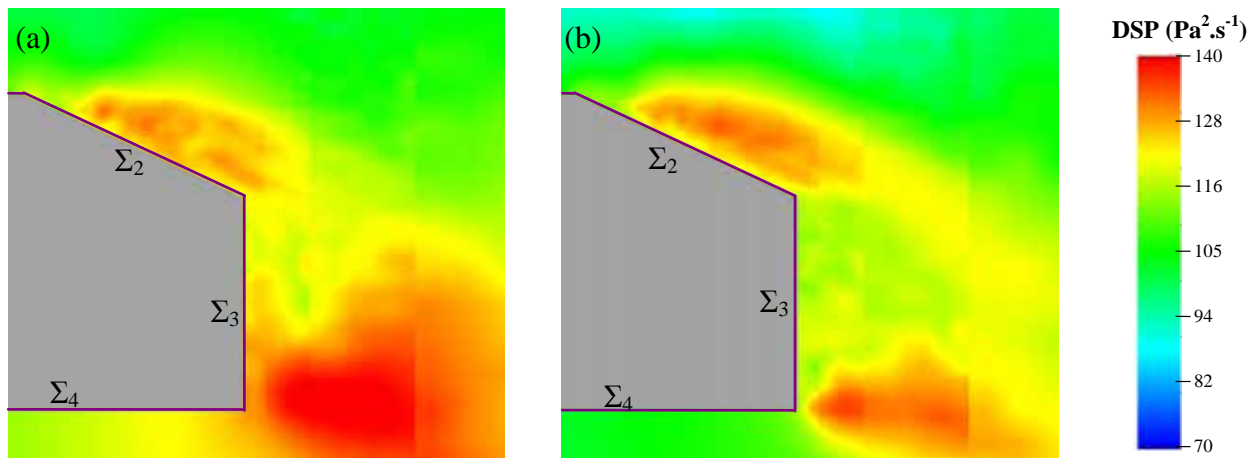


Figure III.45 : Densités spectrales de puissance calculées dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée et filtrée par bande de fréquence (a) $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et (b) $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$

Maintenant que l'amplitude et la localisation des fluctuations de pression statique sont présentées, la représentation temporelle des fluctuations de pression statique permet d'approfondir la topologie instationnaire de l'écoulement sur ces bandes de fréquence.

3.1.2.3. Evolution temporelle des fluctuations de C_p dans le sillage

L'évolution temporelle des fluctuations de coefficient de pression statique est calculée par bande de fréquence (Figure III.46.a pour $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et Figure III.46.b pour $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$) à l'aide de la transformée de Fourier inverse (III.24). Cette représentation permet d'observer la topologie instationnaire des structures tourbillonnaires à partir des variations de pression statique qu'elles génèrent.

Les cartographies de fluctuation de C_p montrent que chaque bande de fréquence est associée à une dynamique temporelle de l'écoulement de sillage différente :

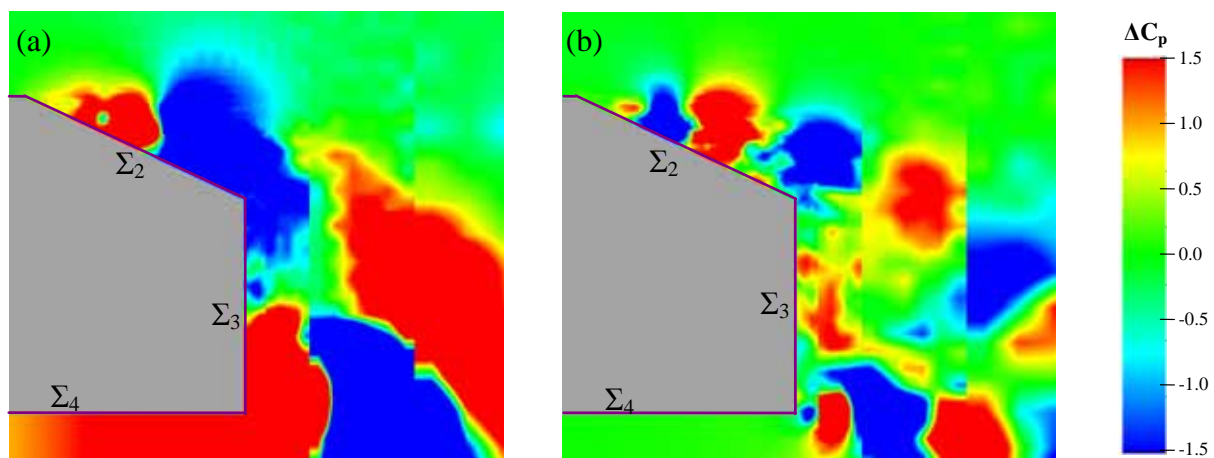


Figure III.46 : Fluctuation de pression statique calculée dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée et filtrées par bande de fréquence (a) $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et (b) $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$

Pour $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ (Figure III.46.a), les fluctuations de C_p de même ordre de grandeur sont contenues dans des régions de l'écoulement étendues. Cette distribution indique que pour cette fréquence particulière, les instationnarités de l'écoulement de sillage ont une grande amplitude. Une même région influence à la fois les répartitions de pression au niveau du soubassement et au niveau du culot. Par ailleurs, l'évolution temporelle des fluctuations de pression statique[§] à cette fréquence montre que les fluctuations sont alternativement advectées en aval de la géométrie. Cette dynamique de l'écoulement de sillage coïncide avec la formation de l'allée tourbillonnaire de type Von Karman pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.4 identifiée dans la bibliographie [VIN-05]. Elle représente un premier mode d'agitation tourbillonnaire naturelle de l'écoulement de sillage.

Pour $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$ (Figure III.46.b), les fluctuations de C_p sont concentrées dans des régions plus petites qui indiquent que l'écoulement instationnaire est composé de structures plus petites. Les régions qui se forment :

- sur le dessus de la géométrie se déplacent sur la lunette arrière et dans son prolongement,
- sur le dessous de la géométrie se déplacent sous l'entraînement de l'écoulement principal dans le prolongement du soubassement.

L'évolution temporelle des fluctuations de pression statique^{**} filtrée autour de St_{wu} montre que cette dynamique de l'écoulement engendre des fluctuations de pression statique au niveau du culot sous forme de structures tourbillonnaires qui recirculent et remontent l'écoulement. Cette dynamique particulière représente un second mode d'agitation tourbillonnaire de l'écoulement de sillage.

3.1.2.4. Conclusion de la caractérisation fréquentielle de l'écoulement de sillage

La caractérisation fréquentielle de l'écoulement dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée permet d'identifier deux nombres de Strouhal associés à deux modes de dynamique instationnaire des structures tourbillonnaires dans le sillage :

- Pour $St_{wd} \approx 0.4$, la dynamique de l'écoulement s'apparente au développement d'une instabilité de type Von Karman, avec un lâché alternatif de structures tourbillonnaires contrarotatives dans le sillage. L'activité tourbillonnaire identifiée pour cette fréquence réduite est également mise en évidence expérimentalement par Vano *et al.* [VIN-05]. Les résultats de simulations numériques montrent de la même manière que les structures tourbillonnaires issues du soubassement sont les plus énergétiques pour ce nombre de Strouhal.
- Pour $St_{wu} \approx 0.7$, la dynamique des structures tourbillonnaires identifiée ici sans contrôle est comparable à celle du contrôle optimal identifiée en 2D (Figure III.21, III.2.3.2). La topologie optimale de l'écoulement contrôlé correspond donc à un mode fréquentiel naturellement présent dans l'écoulement. L'introduction de quantité de mouvement à l'aide du jet synthétique à cette fréquence,

[§] L'animation est disponible sur le CD à l'adresse suivante :

^{**} L'animation est disponible sur le CD à l'adresse suivante :

permet alors d'accroître l'activité tourbillonnaire et de basculer sur un mode énergétique plus favorable en terme de répartition de pression statique et d'effort aérodynamique [BER-05].

3.1.3. Conclusion de la caractérisation de l'écoulement 3D sans contrôle

L'écoulement 3D sans contrôle issu des résultats de simulations numériques reproduit fidèlement les descriptions expérimentales proposées par la bibliographie. Les trois principales structures tourbillonnaires qui composent l'écoulement de sillage proche, bulbe décollé D, recirculation en appui sur le culot Q et structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , sont correctement représentées par le code de calcul (Figure III.37). De plus, la topologie particulière de l'écoulement à la paroi de la géométrie est bien reproduite. Ces premiers résultats 3D moyens permettent ainsi de valider l'utilisation du code de calcul commercial pour cette étude.

Par ailleurs, la caractérisation fréquentielle de l'écoulement permet de mettre en évidence deux modes caractéristiques d'agitation tourbillonnaire de l'écoulement de sillage : Le premier mode, autour de $St_{wd} \approx 0.4$, correspond au lâché de structures tourbillonnaires de type allée de Von Karman, principalement issu du soubassement. Ce mode est identifié dans la littérature sur le corps de Ahmed. Le second mode, autour de $St_{wu} \approx 0.7$, est un mode moins énergétique et symétrique entre les structures issues du pavillon et du soubassement de la géométrie. Ce mode n'est pas mis en avant dans la bibliographie de cette géométrie particulière. Cependant, il est déjà mis en évidence autour d'un cylindre et dans la partie 2D précédente (§ III.2.2). Les études de contrôle montrent alors que lorsque ce mode énergétique domine la dynamique de l'écoulement de sillage, la topologie de l'écoulement est optimale en termes de réduction de C_x .

La caractérisation de l'écoulement aérodynamique de sillage sans contrôle permet maintenant de valider le potentiel du contrôle par jet synthétique sur la géométrie tridimensionnelle.

3.2. Validation de l'efficacité du contrôle par jet synthétique sur une géométrie tridimensionnelle

Les résultats de simulation numérique 2D mettent en évidence une fréquence réduite $F_w^+ = 0.7$ de fonctionnement optimal du contrôle par jet synthétique (§ III.2.2.2). La caractérisation de l'écoulement tridimensionnel sans contrôle montre que cette fréquence réduite correspond à un mode secondaire naturel d'organisation de l'écoulement, $St_{wu}^+ = 0.7$ (§ III.3.1.2). L'objectif de la partie suivante est de valider l'efficacité du contrôle par jet synthétique sur la réduction de traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée 3D pour cette fréquence particulière de fonctionnement. Dans ce but, l'évolution du C_x et de la topologie de l'écoulement de sillage sont analysés en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ du jet synthétique. D'autre part, les simulations numériques 3D sont également utilisées pour examiner l'influence de la position de la fente vis à vis de la ligne de décollement géométrique de l'écoulement au niveau de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 .

3.2.1. Influence du C_μ à fréquence réduite constante ($F_W^+ = 0.7$)

3.2.1.1. Mise en place de la simulation numérique

Les dimensions de la géométrie simplifiée Ω_A et de la veine numérique Ω_f sont présentées en détail précédemment (§ III.1.1). Pour l'étude de l'influence du C_μ , la fente du jet synthétique est positionnée transversalement à l'écoulement principal à $-4.5 \times 10^{-3} l_2$ (-10^{-3} m) en amont de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 (Figure III.47). La largeur d de la fente est de 5×10^{-4} m et son envergure l_j représente 95% de l'envergure de la maquette. L'écoulement de jet synthétique est normal à Σ_j et donc à Σ_1 .

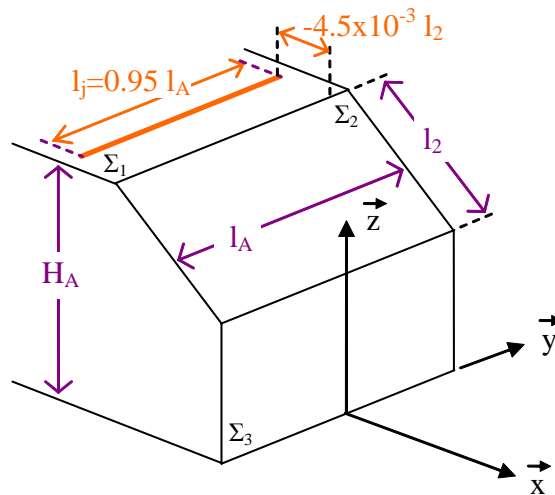


Figure III.47 : Représentation schématique de la position de la fente pour l'étude de l'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ

Les simulations numériques sont réalisées pour un nombre de Reynolds de l'écoulement amont $Re = 2.8 \times 10^6$ ($U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$). La fréquence réduite de l'actionneur F_W^+ est constante et égale à 0.7. Les calculs sont réalisés pour trois valeurs de C_μ (III.9), $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$, 4.2×10^{-4} et 9.5×10^{-4} du jet synthétique. Ces trois valeurs de C_μ sont respectivement obtenues en imposant U_{\max} égal 20, 40 et 60 m.s^{-1} comme condition aux limites de vitesse au centre de l'orifice (III.8).

3.2.1.2. Validation de l'évolution du C_x en fonction du C_μ

L'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ est tout d'abord validée globalement à l'aide de l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x et du pourcentage de réduction de traînée ΔC_x (Figure III.48).

L'évolution du coefficient de traînée (Figure III.48) montre que l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement entraîne une réduction de la traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée tant que la valeur de C_μ est inférieure à 4.2×10^{-4} . Le gain aérodynamique maximal est alors d'environ 5.2%. Pour des valeurs de C_μ supérieures à 4.2×10^{-4} , $C_\mu = 9.5 \times 10^{-4}$, la réduction de C_x reste du même ordre de grandeur, soit environ 5%.

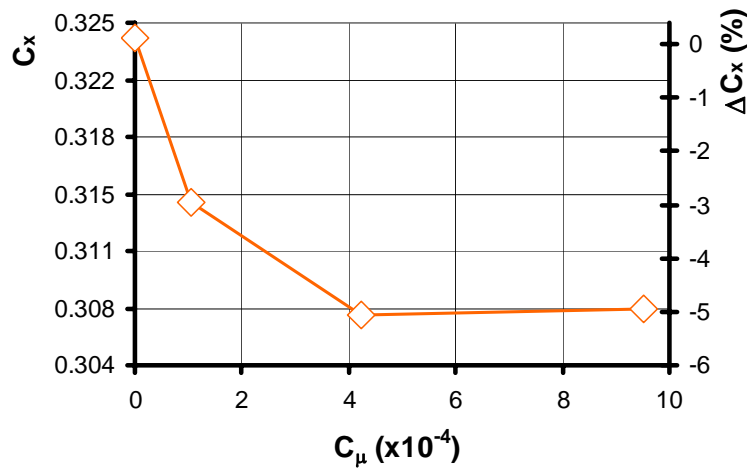


Figure III.48 : Coefficient de traînée aérodynamique et pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ , pour $F_w^+ = 0.7$ et pour la fente positionnée en amont du décollement

Cette évolution coïncide avec l'évolution identifiée à partir des simulations 2D (§ III.2.2.1) et de la bibliographie [GLE-02]. L'efficacité du contrôle croît avec le C_μ puis atteint une valeur seuil. La valeur de C_μ nécessaire à l'obtention de la réduction de traînée maximale de la géométrie tridimensionnelle est du même ordre de grandeur qu'en 2D, $C_\mu(2D)=1.1 \times 10^{-4}$ et $C_\mu(3D)=4.2 \times 10^{-4}$. En revanche; la valeur de la réduction de C_x maximale est plus faible en 3D, de l'ordre de 5.2% contre 28% en 2D.

Afin d'identifier les mécanismes du contrôle par jet synthétique sur la géométrie 3D, les iso-surfaces de perte d'énergie volumique moyenne et synchronisées en phase sont maintenant analysées en fonction de C_μ .

3.2.1.3. Influence du C_μ sur les structures tourbillonnaires de sillage

Les iso-surfaces de perte d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$) permettent de dégager les structures tourbillonnaires qui composent l'écoulement de sillage (§ III.2.1.2). Elles sont relevées pour les trois valeurs de C_μ , $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ (Figure III.49.a), 4.2×10^{-4} (Figure III.49.b) et 9.5×10^{-4} (Figure III.49.c), et comparées au cas sans contrôle (Figure III.37). Cette comparaison permet d'identifier les structures tourbillonnaires impactées par le contrôle par jet synthétique. Dans cette analyse, elles sont coloriées par les valeurs de coefficient de pression statique C_p (III.16).

La comparaison des iso-surfaces relevées sans contrôle (Figure III.37) et avec contrôle pour des valeurs de C_μ croissants (Figure III.49) montre qu'en moyenne, le contrôle agit principalement sur les pertes d'énergie volumique situées sur la lunette arrière (Σ_2). L'augmentation du C_μ se traduit par une réduction des pertes d'énergie volumique associées au développement du bulbe décollé D.

Sans contrôle les valeurs de coefficient de perte d'énergie volumique supérieures à 1 s'étendent sur toute la longueur de la lunette et interfèrent avec les pertes d'énergie volumique situées au culot (Figure III.37).

Lorsque le C_μ du contrôle est faible, $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ (Figure III.49.a), les pertes d'énergie volumique s'étendent toujours sur toute la longueur de la lunette, mais l'interaction avec le culot est fortement réduite. La réduction des pertes énergétiques coïncide avec une réduction de C_x d'environ 3% (Figure III.48).

Pour les deux valeurs de C_μ les plus élevées, $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et 9.5×10^{-4} (Figure III.49.b et c), les longueurs des iso-surfaces de C_{pi} sur Σ_2 sont comparables et réduites par rapport à la configuration sans contrôle. L'étendue de l'iso-surface associée au bulbe décollé D est de l'ordre de $0.7l_2$ et n'interagit plus avec l'iso-surface associée au développement de la structure tourbillonnaire de culot Q. Les réductions de traînées sont alors équivalentes et de l'ordre de 5%.

De plus, pour les deux valeurs de C_μ les plus grandes, l'extrémité des iso-surfaces associées aux structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 se réduit. Le contrôle par jet synthétique influence donc également le développement des structures longitudinales. L'évolution des structures tourbillonnaires T_1 et T_2 résulte sans doute de la réduction du bulbe décollé D.

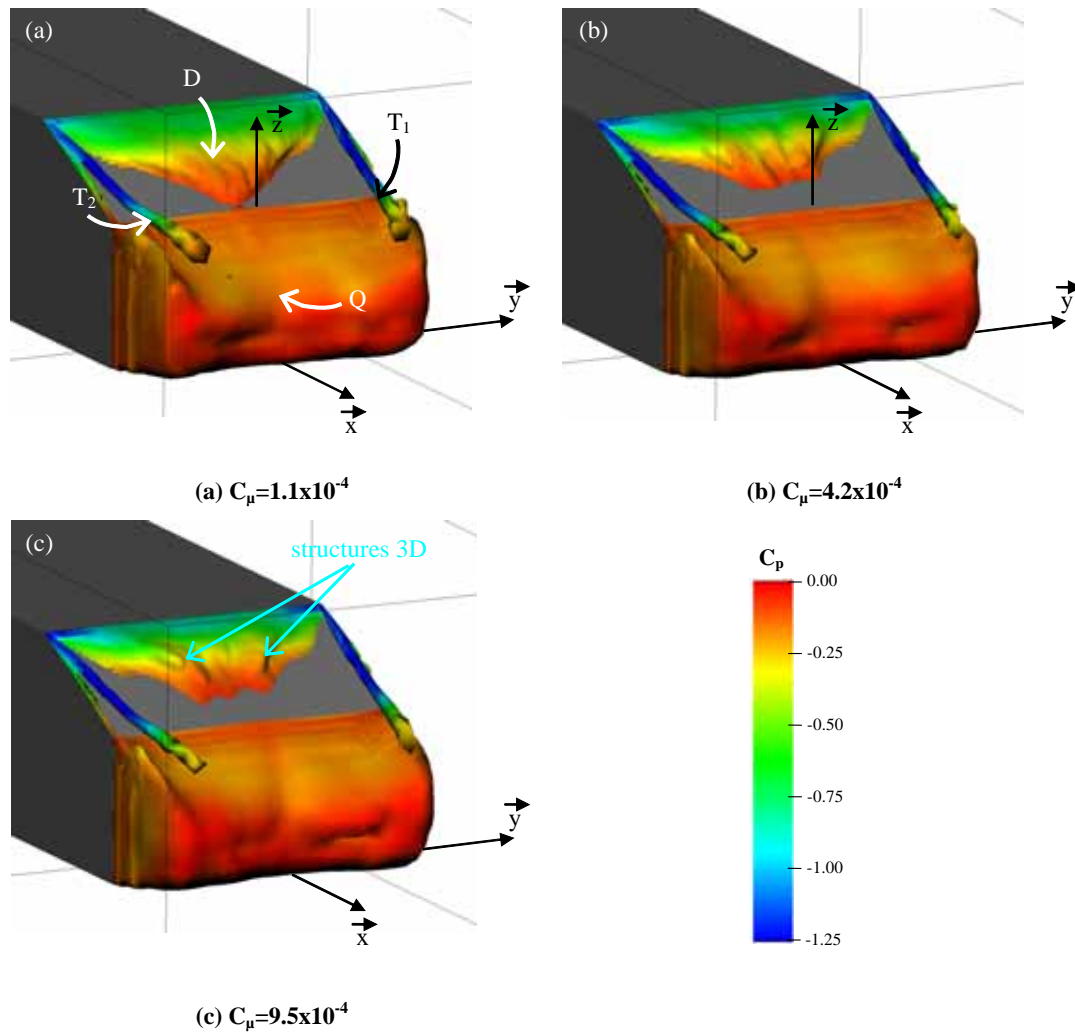


Figure III.49 : Iso-surfaces de perte d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$) colorée par les valeurs de C_p dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour trois valeurs de C_μ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^* = 0.7$

Par conséquent, pour des valeurs de $C_\mu \leq 4.2 \times 10^{-4}$, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique se traduit par une réduction des pertes énergétiques associées au développement du bulbe décollé D de lunette arrière sans pour autant modifier significativement les pertes d'énergie volumique des structures longitudinales ou de la recirculation du culot Q.

Par ailleurs, la comparaison des iso-surfaces obtenues avec des $C_\mu \geq 4.2 \times 10^{-4}$ (Figure III.49.b et c) montre que l'augmentation du C_μ engendre une déformation de l'iso-surface associée au bulbe décollé D perpendiculairement à la Σ_2 . Cette déformation suggère que des structures tridimensionnelles se développent

dans le bulbe décollé. Afin de préciser l'apparition de ces structures tourbillonnaires, les iso-surfaces de C_{pi} synchronisées en phase à $\Phi_2=90^\circ$ (soufflage maximum, Figure III.50) et $\Phi_4=270^\circ$ (aspiration maximale, Figure III.51) sont maintenant analysées.

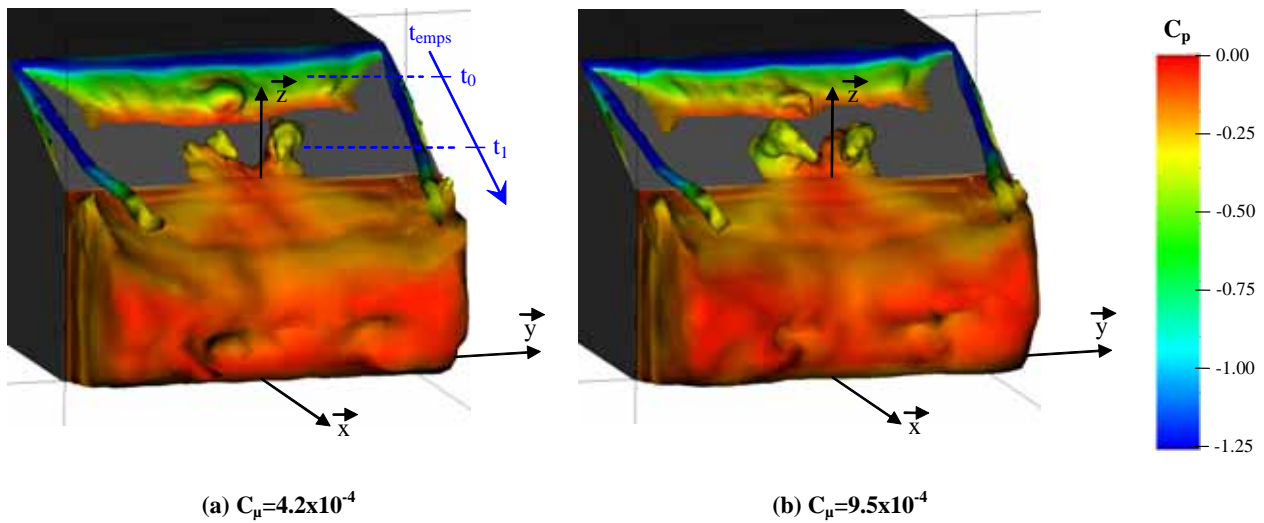


Figure III.50 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique ($C_{pi}=1$) dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour C_{μ} , égal (a) 4.2×10^{-4} et (b) 9.5×10^{-4} à $\Phi_2=90^\circ$ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^* = 0.7$

Les iso-surfaces synchronisées en phase à $\Phi_2=90^\circ$ (Figure III.50) et $\Phi_4=270^\circ$ (Figure III.51) montrent tout d'abord que les pertes d'énergie volumique évoluent sur Σ_2 avec la phase angulaire :

- Au moment du soufflage maximum, $\Phi_2=90^\circ$, les pertes d'énergie volumique se répartissent sur le haut de la lunette arrière sur environ $0.4l_2$ et sur le bas de Σ_2 au niveau du plan longitudinal médian.
- Au moment de l'aspiration maximale, $\Phi_4=270^\circ$, les pertes d'énergie volumique s'étendent sur toute la première moitié de la lunette arrière.

L'évolution des pertes d'énergie volumique en fonction de Φ suggère que le contrôle par jet synthétique ne supprime pas complètement le décollement mais provoque la formation de structures tourbillonnaires transversales advectées le long de la lunette arrière. L'animation se traduit par un battement du bulbe décollé D synchronisé en phase avec le jet synthétique. Ce résultat est comparable aux résultats obtenus à partir des simulations numériques 2D (§ III.2.3.2). Les pertes énergétiques présentes sur le bas de Σ_2 à l'instant t_1 correspondent en fait à l'évolution des pertes énergétiques présentes sur le haut de Σ_2 à l'instant $t_0=t_1-T_j$ (II.9). L'écoulement est alors dynamiquement recollé sur la lunette arrière [MCC-00], comme en 2D.

Ensuite, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement se traduit par une évolution tridimensionnelle de l'enveloppe des iso-surfaces de perte d'énergie volumique. Les iso-surfaces relevées à Φ_4 (Figure III.51) mettent en évidence la présence de structures tourbillonnaires tridimensionnelles et symétriques par rapport au plan longitudinal médian. Ces structures tourbillonnaires persistent et dégènèrent à Φ_2 (Figure III.50) en deux structures tourbillonnaires longitudinales au centre de la rupture de pente entre Σ_2 et Σ_3 pour les deux valeurs de C_{μ} .

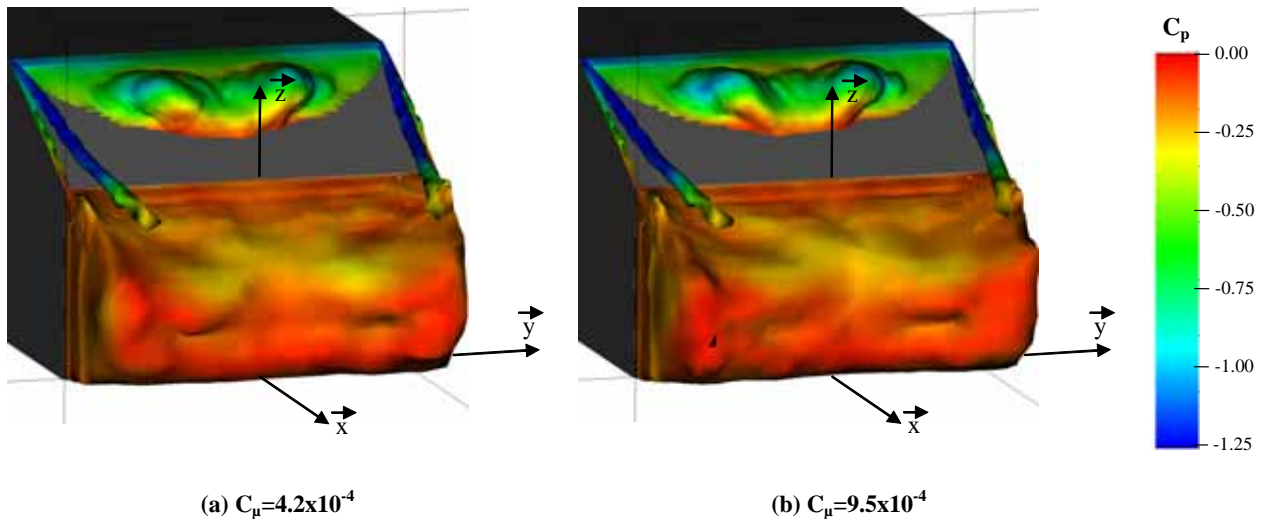


Figure III.51 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique ($C_{pi}=1$) dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour C_μ , égal (a) 4.2×10^{-4} et (b) 9.5×10^{-4} à $\Phi_4=270^\circ$ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^+ = 0.7$

Enfin, la comparaison des iso-surfaces à Φ_2 (Figure III.50.a et b) suggère que l'augmentation du C_μ est accompagnée de l'augmentation des pertes énergétiques liées à la formation de ces structures tridimensionnelles longitudinales. L'augmentation des C_{pi} à proximité de la géométrie entraîne alors une diminution des pressions statiques. La diminution de la longueur du bulbe décollé D est alors compensée par la formation de ces structures 3D et le gain de C_x diminue légèrement.

Les cartographies de C_{pi} relevées dans le plan longitudinal médian permettent de préciser l'évolution des structures tourbillonnaires D et Q sont analysées en fonction du C_μ .

3.2.1.4. Influence du C_μ dans le plan longitudinal médian

Les cartographies de C_{pi} moyens sont relevées dans le plan de symétrie de la géométrie en fonction du C_μ (Figure III.52). Elles montrent que la diminution des iso-surfaces de $C_{pi}=1$ avec l'augmentation du C_μ est liée à la réduction du bulbe décollé D. Les pertes d'énergie volumique augmentent et se situent au cœur du bulbe D dès que le contrôle est appliqué. Les valeurs de C_{pi} sont supérieures à 1.75 avec contrôle, contre 1.60 sans contrôle (Figure III.41).

De plus, à hauteur du culot, les cartographies de C_{pi} indiquent que l'augmentation du C_μ entraîne une réorganisation de l'enroulement et de la position moyenne des structures tourbillonnaires transversales Q_1 et Q_2 qui composent la recirculation de culot Q (Table III.4). L'augmentation du C_μ engendre sur l'écoulement aérodynamique :

- l'élargissement et le déplacement vers l'aval du cœur de la structure tourbillonnaire Q_1 . La distance λ_{Q1} est égale à $0.08 H_A$ sans contrôle, $\lambda_{Q1}=0.16H_A$ pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ (Figure III.52.a), $\lambda_{Q1}=0.17H_A$ pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ (Figure III.52.b) et $\lambda_{Q1}=0.18H_A$ pour $C_\mu=9.5 \times 10^{-4}$ (Figure III.52.c).
- le déplacement vers la paroi du culot du cœur de la structure Q_2 . La distance λ_{Q2} est égale à $0.27H_A$ pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$, $\lambda_{Q2}=0.22H_A$ pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$, et $\lambda_{Q2}=0.19H_A$ pour $C_\mu=9.5 \times 10^{-4}$.

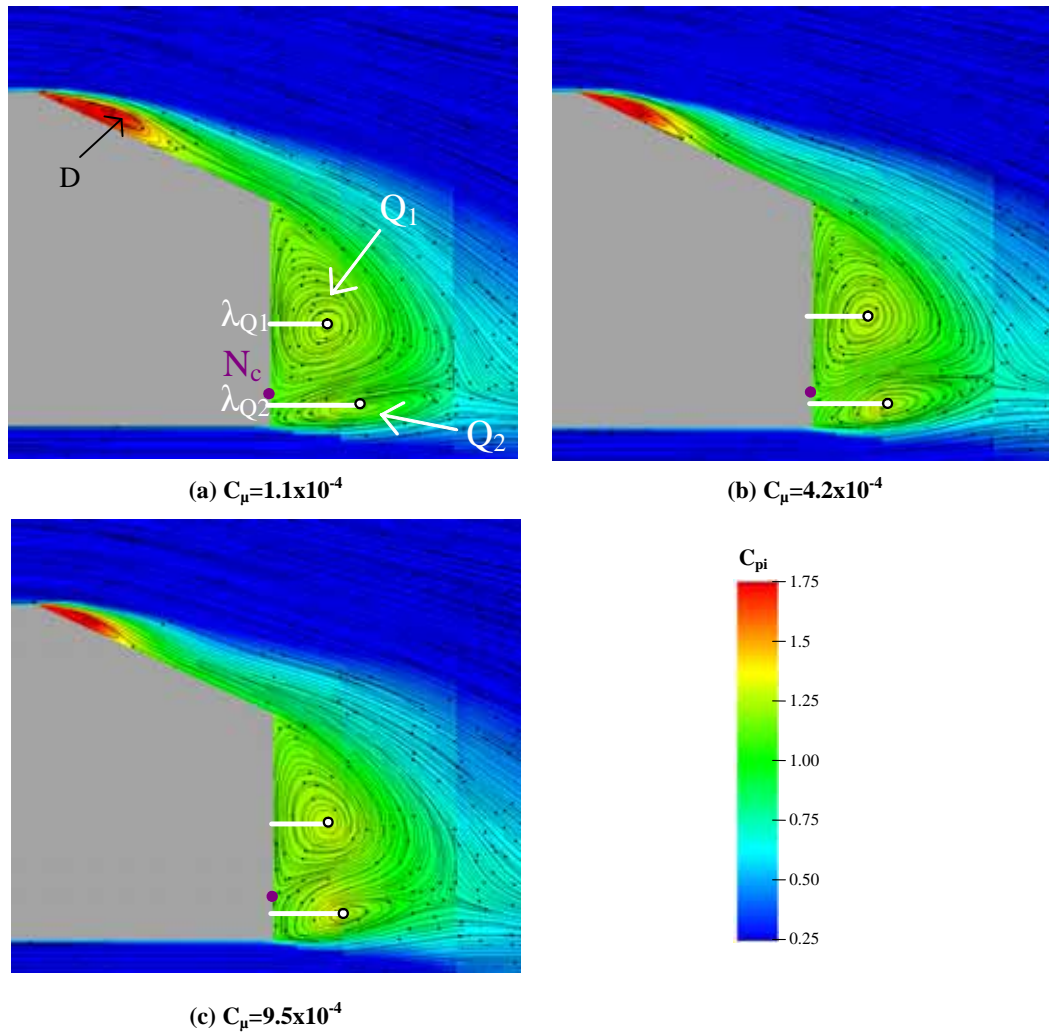


Figure III.52 : Cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant dans le sillage de la géométrie simplifiée en fonction du C_{μ}

Les structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 se symétrisent sous l'effet du contrôle de part et d'autre du nœud d'attachement N_c . Cette évolution des structures tourbillonnaires ne modifie pas pour autant les pertes d'énergie volumique qu'elles génèrent. Les valeurs de C_{pi} au cœur de Q_1 et Q_2 restent de l'ordre de 1.30 pour toutes les valeurs de C_{μ} . De plus, la position du point d'attachement N_c évolue peu et reste situé à environ $h_{Nc}=0.10H_A$.

C_{μ}	0	1.1×10^{-4}	4.2×10^{-4}	9.5×10^{-4}
λ_{Q1}/H_A	0.08	0.16	0.17	0.18
h_{Q1}/H_A	0.37	0.30	0.33	0.33
λ_{Q2}/H_A	0.24	0.27	0.22	0.19
h_{Q2}/H_A	0.07	0.05	0.05	0.05
h_{Nc}/H_A	0.09	0.08	0.08	0.11

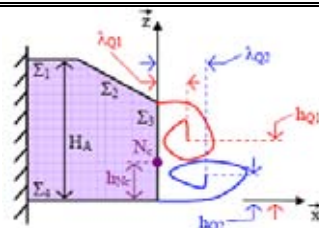


Table III.4 : Evolution de la distance entre le centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 et le culot de la géométrie simplifiée en fonction du C_{μ}

Ainsi, la topologie du sillage se symétrise sous l'action du contrôle. Pour la valeur la plus élevée de C_μ , le sillage est équilibré, c'est-à-dire que les positions des deux cœurs tourbillonnaires sont identiques par rapport au culot, $\lambda_{Q1} = \lambda_{Q2}$. L'obtention d'une telle topologie de sillage en aval du culot est un résultat déjà observé par Rouméas [ROU-06] lorsque l'écoulement est recollé sur la lunette arrière.

Parallèlement à l'"équilibre" longitudinal suivant \bar{x} du sillage, Rouméas observe une réduction de sa hauteur. La hauteur du sillage est définie à l'aide d'un profil de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} relevé à $x/H_A = 0.25$, hauteur pour laquelle les valeurs de C_{pi} sont supérieures à 0.1 (Figure III.53).

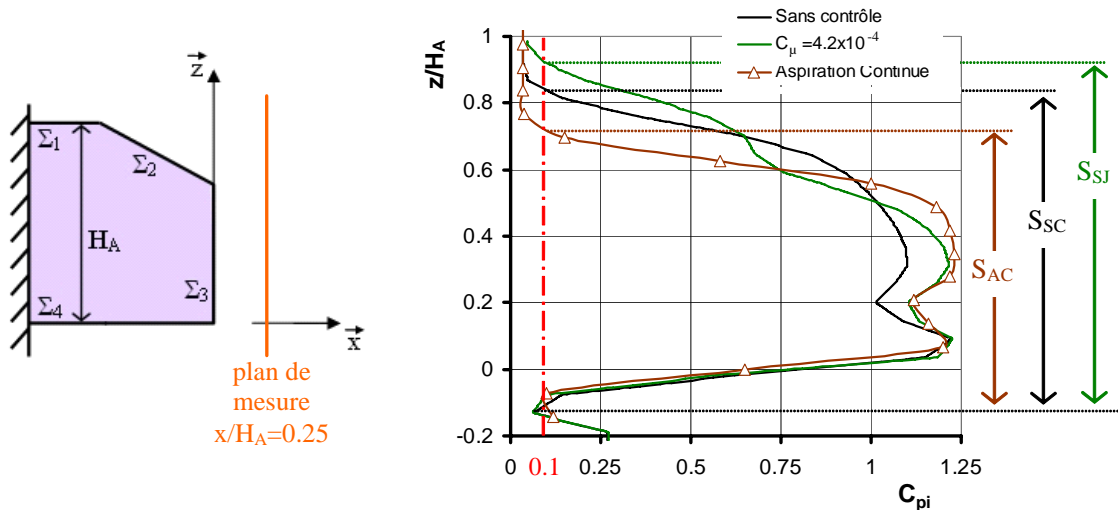


Figure III.53 : Distribution transversale du coefficient de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/H_A = 0.25$ pour $C_\mu = 0$ et 4.2×10^{-4} . Ces distributions sont comparées à la distribution obtenue à l'aide d'une solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06]

Sans contrôle, la hauteur de la section transversale de sillage S_{SC} est de l'ordre de $0.95H_A$ (Figure III.53). La suppression du bulbe décollé de lunette arrière à l'aide de la solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06] réduit la hauteur du sillage de l'ordre de 10% ($S_{AC} = 0.85H_A$). La réduction de la hauteur du sillage est principalement liée à la diminution des valeurs de C_{pi} dans le sillage de Σ_2 , $z/H_A \geq 0.7$ (Figure III.53). Avec le contrôle par jet synthétique, une augmentation de la surface transversale du sillage, liée à une augmentation des valeurs de C_{pi} sur Σ_2 , est observée par rapport au cas sans contrôle. La hauteur de la section transversale du sillage S_{SJ} est alors de l'ordre de $1.05H_A$. L'augmentation de la hauteur du sillage va théoriquement à l'encontre de la réduction de C_x [ONO-84]. Dans le sillage du culot, $0 \leq z/H_A \leq 0.7$, les valeurs de C_{pi} et la topologie des structures tourbillonnaires sont comparables pour les deux configurations de contrôle, continue et jet synthétique.

La comparaison des distributions de C_{pi} entre les deux techniques de contrôle montre ainsi qu'une même distribution de perte d'énergie volumique est obtenue à hauteur du culot pour des écoulements sur la lunette arrière différents. Dans le cas de l'aspiration continue, l'écoulement est complètement recollé sur Σ_2 tandis qu'avec le jet synthétique, l'écoulement est dynamiquement recollé sur la lunette arrière. L'advection des structures tourbillonnaires sur la lunette arrière est responsable d'une augmentation de la hauteur du sillage.

Cette augmentation se traduit par une réduction de C_x plus faible, de l'ordre de 5% avec le jet synthétique contre 15% avec l'aspiration continue.

L'évolution de l'écoulement de sillage se traduit par une évolution de l'écoulement en proche paroi analysée dans la suite.

3.2.1.5. Influence du C_μ sur l'écoulement de paroi

L'évolution de l'écoulement en proche paroi en fonction du C_μ est analysée dans cette partie à l'aide des cartographies moyennes de C_p (III.16) relevées sur la lunette arrière et le culot (Figure III.54). Les cartographies sont accompagnées des lignes de courant de proche paroi. Compte tenu de la symétrie de l'écoulement de part et d'autre du plan longitudinal médian, seule la moitié droite est présentée pour les cartographies avec contrôle.

Sans contrôle (Figure III.54.a), les lignes de courant de proche paroi permettent de dissocier les structures tourbillonnaires qui composent l'écoulement de sillage : D, Q, T_1 et T_2 . Le point selle S est positionné sur Σ_2 dans le plan de symétrie de la géométrie à $x_2=0.80l_2$, où x_2 est l'abscisse du repère tangent à Σ_2 avec $x_2=0$ situé au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (§ III.2.1.2).

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique C_μ augmente, le point selle S reste dans le plan longitudinal médian et se déplace vers le haut de la lunette arrière. Le déplacement du point S coïncide avec la réduction de la longueur l_D du bulbe décollé D observée précédemment à partir des iso-surfaces de C_{pi} (Figure III.49) et des cartographies de C_{pi} (Figure III.52). La longueur du bulbe est d'environ $l_D=0.68l_2$ pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ (Figure III.54.b), $l_D=0.46l_2$ pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ (Figure III.54.c) et $l_D=0.42l_2$ pour $C_\mu=9.5 \times 10^{-4}$ (Figure III.54.d).

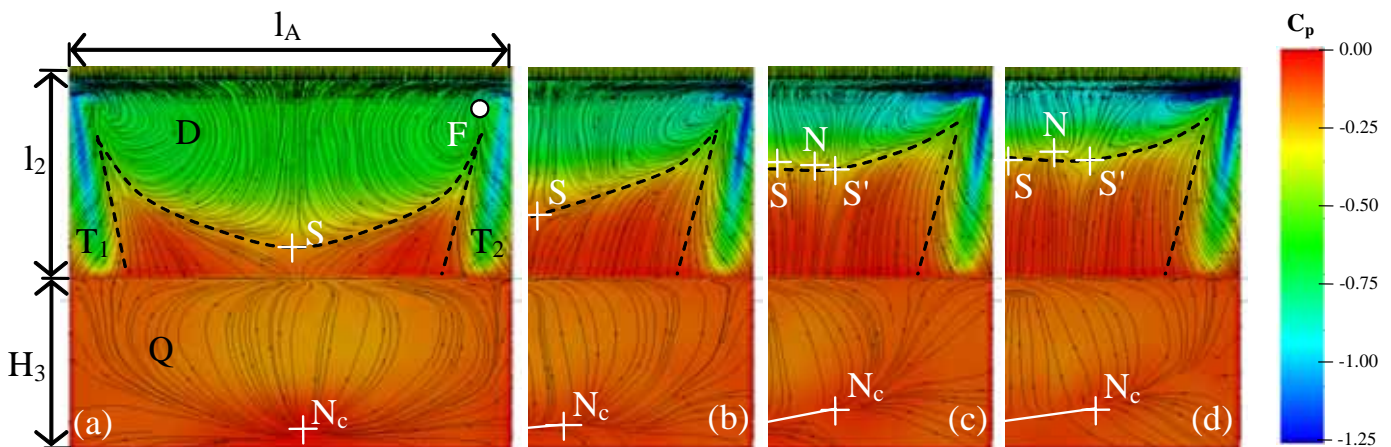


Figure III.54 : Cartographies pariétales de coefficient de pressions statiques et lignes de frottement sur la lunette arrière et le culot en fonction de $C_\mu =$ (a) 0, (b) 1.1×10^{-4} , (c) 4.2×10^{-4} et (d) 9.5×10^{-4} pour la fente positionnée en amont de la rupture de pente

Par ailleurs, la réduction du bulbe décollé est accompagnée d'une réorganisation de l'écoulement et des lignes de courant à proximité de la paroi. Pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$ (Figure III.54.b), la distribution des lignes de frottement sur l'arrière de la géométrie est très proche de celle du cas sans contrôle. Toutefois, les lignes de courant situées sur une bande de largeur $l_A/6$ au niveau du plan de symétrie sont orientées suivant $-x_2$ au lieu de s'enrouler autour du foyer F (Figure III.54.a). L'écoulement sous le bulbe décollé semble alors devenir

bidimensionnel sous l'effet du contrôle. Lorsque le C_μ augmente, deux nouveaux points singuliers apparaissent sous le bulbe décollé. Le premier point selle S reste présent dans le plan de symétrie. Un second point selle, S' , apparaît à environ $l_A/3$, de l'arête latérale droite de Σ_2 sur la ligne d'attachement (FS) (Figure III.54.c et d). Parallèlement à l'apparition de ce second point selle, un point singulier de type "source", noté N , se forme par conservation de la quantité de mouvement entre les deux points selles (Figure III.54.c et d). Le point N est en fait un nœud d'attachement de l'écoulement décollé.

L'enroulement tridimensionnel de l'écoulement sous le bulbe décollé D résulte de la compétition entre :

- d'une part, l'écoulement qui décolle massivement sur le haut de la lunette arrière et s'enroule transversalement à l'écoulement principal, selon \vec{y} ,
- d'autre part, l'enroulement des structures tourbillonnaires longitudinales qui s'enroulent selon \vec{x} .

Sans contrôle, l'équilibre de ces deux contributions se traduit par un enroulement autour des foyer d'émissions F des filets fluides selon l'axe \vec{y}_2 , normal à Σ_2 , sur chacune des moitié de la lunette arrière. Avec contrôle, l'application du contrôle sur toute l'envergure de la géométrie simplifiée renforce le phénomène d'enroulement de la nappe décollée suivant \vec{y} par l'introduction de quantité de mouvement et de vorticité. L'écoulement au centre de la géométrie sous le bulbe décollé, entre les points selles S et S' , tend alors à devenir bidimensionnel (Figure III.55). Les phénomènes d'enroulement tridimensionnel sont alors reportés sur les bords, entre S' et l'arête latérale de la lunette arrière.

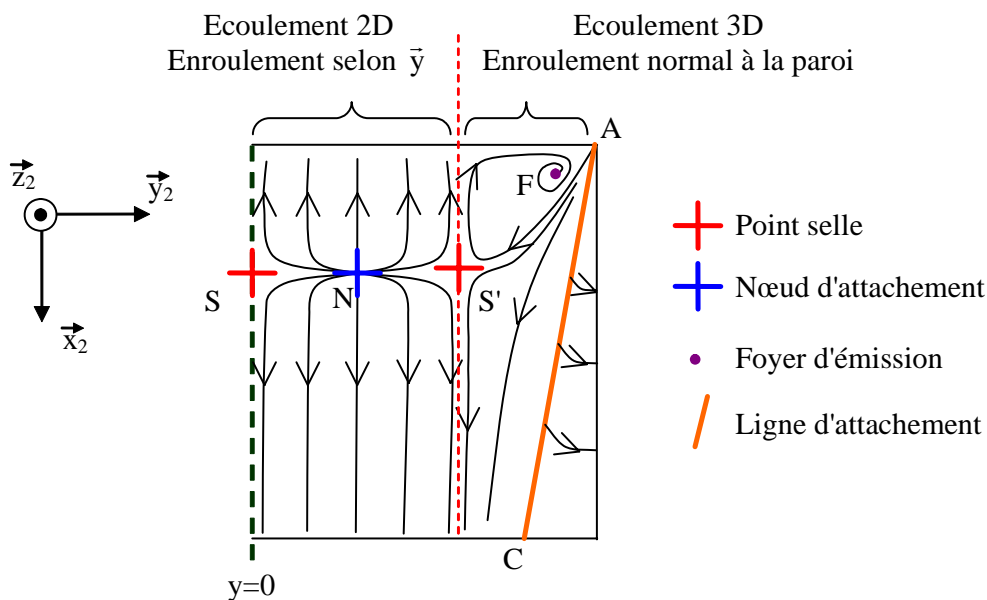


Figure III.55 : Représentation schématique des points singuliers des lignes de frottement sur la lunette arrière avec contrôle pour des valeurs de C_μ grandes ($C_\mu \geq 4.2 \times 10^{-4}$)

Enfin, les iso-contours de pertes d'énergie volumique montrent que des structures tridimensionnelles se forment sous le bulbe décollé pour les deux coefficients de quantité de mouvement les plus élevés (Figure III.50). La formation de ces structures résulte certainement de l'apparition des points singuliers S' à l'intersection des deux domaines d'enroulement.

A hauteur du culot, les lignes de frottement évoluent légèrement lorsque le C_μ augmente. Sans contrôle, le nœud d'attachement N_c est positionné à l'intersection des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 (Figure III.54.a). Le nœud d'attachement N_c évolue ensuite en ligne d'attachement dont la longueur augmente avec l'augmentation du C_μ (Figure III.54.b à d). La ligne d'attachement se développe selon \bar{y} , transversalement à l'écoulement principal.

L'évolution de la ligne d'attachement montre que, comme sur la lunette arrière, l'application du contrôle sur l'envergure de la géométrie simplifiée favorise le développement d'un écoulement bidimensionnel sur une bande centrée de largeur $l_A/3$.

Examinons maintenant l'évolution, des distributions de C_p à la surface de la géométrie.

Sans contrôle, les valeurs de C_p sont constantes sous le bulbe décollé D, de l'ordre de -0.60 (Figure III.54.a). Les faibles valeurs de C_p résultent des pertes d'énergie volumique importantes initiées par la formation de la structure tourbillonnaire D à proximité de Σ_2 . Sur le bas de la lunette, l'écoulement subit une recompression et les valeurs de C_p croient de -0.60 à -0.15. La recompression représente bien l'attachement moyen des filets fluides sur le bas de Σ_2 . Sous les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , les valeurs de C_p sont également faibles, de l'ordre de -1.00 à l'aplomb des cœurs des structures longitudinales.

Lorsque le C_μ croît, une diminution uniforme des valeurs de C_p est observée sous le bulbe décollé, immédiatement en aval de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 (Figure III.54.b à d). Les valeurs sont de l'ordre de -0.70 pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$, -0.80 pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et -0.90 pour $C_\mu=9.5 \times 10^{-4}$. Cette diminution accompagne l'augmentation et la concentration des pertes d'énergie volumique sur le haut de Σ_2 (Figure III.52).

Plus en aval et toujours sous le bulbe décollé, les pressions statiques augmentent de telle sorte qu'au niveau de la ligne d'attachement (FS), les valeurs de C_p sont constantes pour les quatre valeurs de C_μ , de l'ordre de -0.30. En dessous de la ligne d'attachement (FS), l'écoulement subit une recompression comparable à celle obtenue sans contrôle lorsque les filets fluides sont attachés.

Sous les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , l'augmentation du C_μ entraîne également une importante diminution des valeurs de C_p sur le haut de Σ_2 . Les valeurs de C_p sont inférieures à -1.25 pour $C_\mu=9.5 \times 10^{-4}$ (Figure III.54.d), contre -1.00 sans contrôle (Figure III.54.a). Cette évolution des pressions statiques sous les structures longitudinales suggère que :

- soit les structures longitudinales s'approchent de la paroi,
- soit les pertes énergétiques qu'elles génèrent sont plus importantes.

Sur le culot, les cartographies suggèrent une augmentation des valeurs de C_p de l'ordre de $\Delta C_p=0.10$.

En moyenne, l'augmentation des pressions statiques qui accompagnent le recollement de l'écoulement sur la lunette et le culot compense la diminution des pressions statiques sous le bulbe décollé D et sous les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 . Pour la meilleure configuration, $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$, une réduction de C_x de 5.2% est ainsi obtenue.

Afin de comparer l'évolution des C_p sur l'arrière de la géométrie aux résultats de simulations numériques 2D (§ III.2.2.1), les distributions de C_p dans le plan longitudinal médian sont maintenant analysées en fonction du coefficient de quantité de mouvement (Figure III.56.a sur Σ_2 et Figure III.56.a sur Σ_3).

Sans contrôle, le développement du bulbe décollé sur le haut de la lunette arrière se traduit, comme en 2D (§ III.2.1.2), par la présence d'un plateau de C_p . L'augmentation du C_μ et la diminution de la longueur du bulbe décollé D se traduit sur Σ_2 par (Figure III.56.a) :

- une diminution de la longueur du plateau de C_p . Elle est de l'ordre de $0.50l_2$ sans contrôle, $0.33l_2$ pour $C_\mu=1.1 \times 10^{-4}$, $0.22l_2$ pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $0.15l_2$ pour $C_\mu=9.4 \times 10^{-4}$. La diminution de la longueur du plateau correspond bien à la diminution de la longueur du bulbe décollé.
- une diminution des valeurs de C_p du plateau de pression. Les valeurs de coefficient de pression statique décroissent linéairement de -0.6 à -0.85 entre $C_\mu=0$ et 9.4×10^{-4}
- une augmentation des valeurs de C_p au cours de la recompression de l'écoulement, $0.7 \leq z/H_A \leq 0.85$.

L'évolution des distributions de C_p avec l'augmentation du C_μ est comparable dans le plan de symétrie de Σ_2 à celle observée à partir des simulations numériques 2D (Figure III.12).

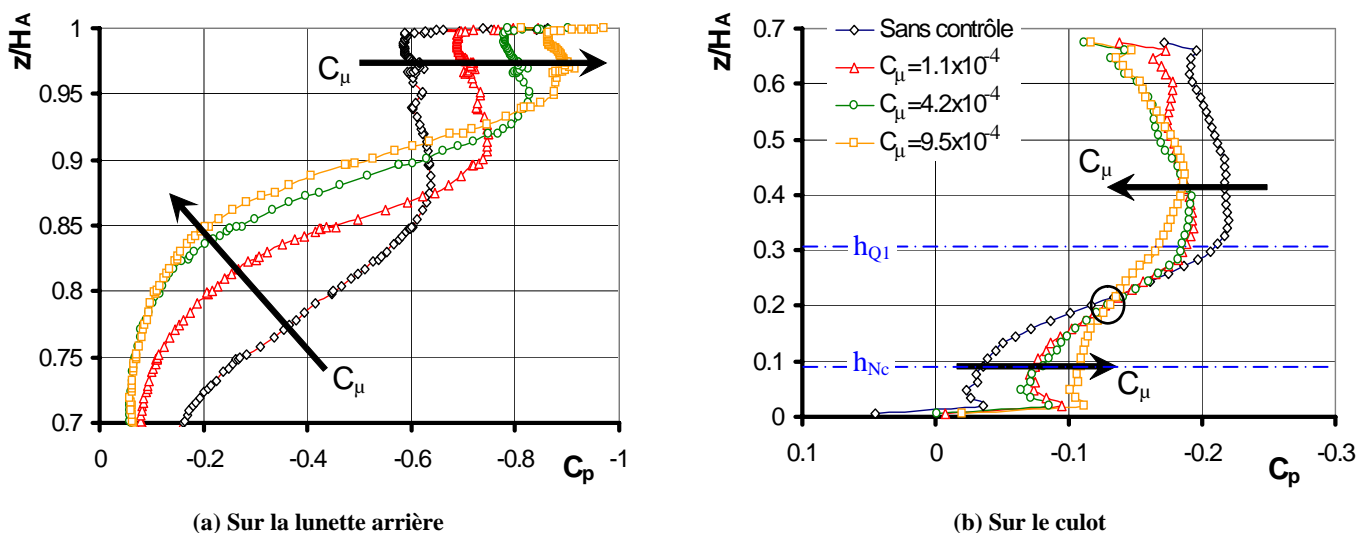


Figure III.56 : Distribution de coefficient de pression statique C_p dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée en fonction du C_μ

Sur le culot, la distribution de C_p sans contrôle se décompose en trois zones (Figure III.56.b) :

- **Zone 1:** Pour $0 \leq z/H_A \leq 0.1 = h_{Nc}$, les valeurs de C_p sont constantes de l'ordre de -0.02. Elles sont induites par la présence moyenne de la structure tourbillonnaire Q_2 .
- **Zone 2:** Pour $0.1 \leq z/H_A \leq 0.3$, les valeurs de C_p croient continûment entre -0.02 et -0.2. Cette zone coïncide au centre de la hauteur entre les deux structures tourbillonnaires (Figure III.52) et correspond à la transition entre la structure tourbillonnaire Q_2 et Q_1 . Il s'agit d'une zone de transition.
- **Zone 3:** Pour $h_{Q1}=0.3 \leq z/H_A \leq 0.7$, les valeurs de C_p sont constantes de l'ordre de -0.2. Elles sont induites par la présence moyenne de la structure tourbillonnaire Q_1 .

Lorsque le C_μ augmente, l'évolution des distributions des pressions statiques évolue différemment sur chaque zone : Les valeurs de C_p augmentent sur la zone 1 et diminuent sur la zone 2 (Figure III.56.b).

Les valeurs de C_p évoluent en réalité parallèlement à la position des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 . Les cartographies de C_{pi} (Figure III.52) montrent que la structure tourbillonnaire Q_1 (Q_2) s'éloigne (resp. se rapproche) du culot lorsque le C_μ augmente, ce qui tend à diminuer (resp. augmenter) les pressions statiques sur Σ_3 . De plus, comme la position des cœurs tourbillonnaires reste verticalement fixe, la position de la zone 2 n'évolue pas avec l'augmentation du C_μ . Enfin, pour $C_\mu=9.4 \times 10^{-4}$, le cœur des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 est équidistant du culot, $\lambda_{Q1} = \lambda_{Q2}$ (Table III.4). La symétrie de la topologie du sillage résultante du contrôle se traduit par une homogénéisation des pressions statiques sur la hauteur du culot.

L'évolution des valeurs de C_p sur Σ_3 en fonction du C_μ diffère des simulations 2D. En 2D, l'augmentation des valeurs de C_p est homogène sur toute la hauteur du culot. Cette augmentation est alors liée à un changement radical de la topologie du sillage. Pour les simulations 3D, la topologie du sillage reste comparable avec et sans contrôle. Seule la position des structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 modifie la distribution de C_p au culot.

3.2.1.6. Conclusion sur l'influence du C_μ

L'analyse numérique tridimensionnelle réalisée dans cette partie montre que l'influence du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique sur l'efficacité aérodynamique du contrôle est comparable à celle obtenue sur des profils d'ailes : L'augmentation du C_μ entraîne tout d'abord une réduction de la traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée jusqu'à obtention d'une réduction de C_x maximale. Cette réduction est pour la fente placée en amont du décollement de l'ordre de 5.2% pour un $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$. Pour des valeurs de C_μ plus importantes, l'efficacité du contrôle et les réductions de traînée diminuent alors.

Physiquement, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement permet en moyenne de réduire le développement du bulbe décollé D et d'améliorer le recollement de l'écoulement sur la lunette arrière. La réduction de la structure tourbillonnaire D engendre une redistribution des pertes d'énergie volumique à proximité de la géométrie et une amélioration de la recompression de l'écoulement. Les pressions statiques sur la lunette arrière sont alors plus importantes. De plus, le recollement de l'écoulement est dynamique avec la formation et l'advection de structures tourbillonnaires transversales émises en phase avec le jet synthétique.

La modification de l'écoulement sur la lunette arrière se répercute en aval du culot par une amélioration de la symétrie des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 . L'évolution de la topologie engendre alors une homogénéisation et une augmentation des pressions statiques sur le culot.

Enfin, les résultats numériques 3D montrent que l'envergure limitée de la géométrie, ainsi que le développement des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , réduisent significativement l'impact du contrôle sur la topologie du sillage par rapport aux simulations bidimensionnelles. Les répercussions sur les distributions de pression statique avec et sans contrôle sont elles aussi limitées et des réductions de C_x maximales de l'ordre de 5.2% sont obtenues avec la fente positionnée en amont de la rupture de pente.

L'objectif de la section suivante est d'examiner l'influence de la position de la fente sur l'efficacité du contrôle lorsque celle-ci est positionnée de part et d'autre de la ligne de décollement géométrique imposée naturellement en fin de pavillon.

3.2.2. Influence de la position de la fente à fréquence réduite constante ($F_W^+ = 0.7$)

3.2.2.1. Mise en place de la simulation numérique

L'influence de la position de la fente est étudiée pour deux positions de fente situées de part et d'autre du décollement naturel de l'écoulement en fin de pavillon (Figure III.57) :

- $-4.5 \times 10^{-3} l_2$ (-10^{-3} m) en amont du décollement, correspond au cas traité dans la partie précédente,
- $4.5 \times 10^{-3} l_2$ (10^{-3} m) en aval du décollement. La fente est alors positionnée sur le haut de Σ_2 .

La fente est positionnée comme précédemment transversalement à l'écoulement principal. La largeur d de la fente est de 5×10^{-4} m et son envergure l_j est égale à 95% de l'envergure de la géométrie simplifiée l_A . La condition aux limites (III.8) est définie de telle sorte que l'écoulement de jet synthétique soit normal à Σ_1 pour la position amont et normal à Σ_2 pour la position aval.

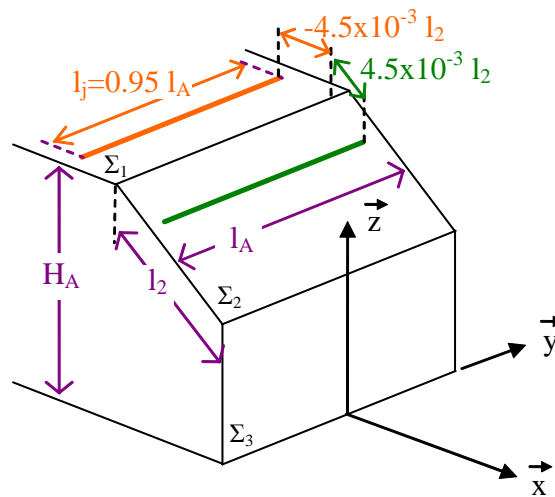


Figure III.57 : Représentation schématique des deux positions de fente étudiées

Les simulations numériques sont réalisées avec un nombre de Reynolds de l'écoulement incident égal à 2.8×10^4 ($U_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$). La fréquence réduite du jet synthétique est constante et égale à $F_W^+ = 0.7$ (II.51) et les simulations sont réalisées pour les deux positions pour trois valeurs de coefficient de quantité de mouvement C_μ : $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$, 2.4×10^{-4} et 9.5×10^{-4} . L'analyse est menée pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$, correspondant à la meilleure réduction de C_x obtenue pour chacune des deux positions de fente.

3.2.2.2. Evolution de la traînée aérodynamique en fonction de la position de la fente

L'influence de la position de la fente du jet synthétique est tout d'abord validée globalement à l'aide de l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x et du pourcentage de réduction de traînée ΔC_x en fonction du C_μ (Figure III.58).

L'influence du coefficient de quantité de mouvement sur la réduction de traînée aérodynamique est comparable pour les deux positions de fente (Figure III.58). Dans les deux cas, la réduction de C_x maximale est obtenue pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et pour $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$ la réduction de C_x est plus faible. Cependant, l'efficacité du contrôle est systématiquement 2.5 fois supérieure lorsque la fente est positionnée en aval du décollement.

Pour $C_{\mu}=2.4 \times 10^{-4}$ par exemple, la réduction de C_x est de l'ordre de 5.2% avec la fente positionnée en amont du décollement et de l'ordre de 13% avec la fente positionnée en aval.

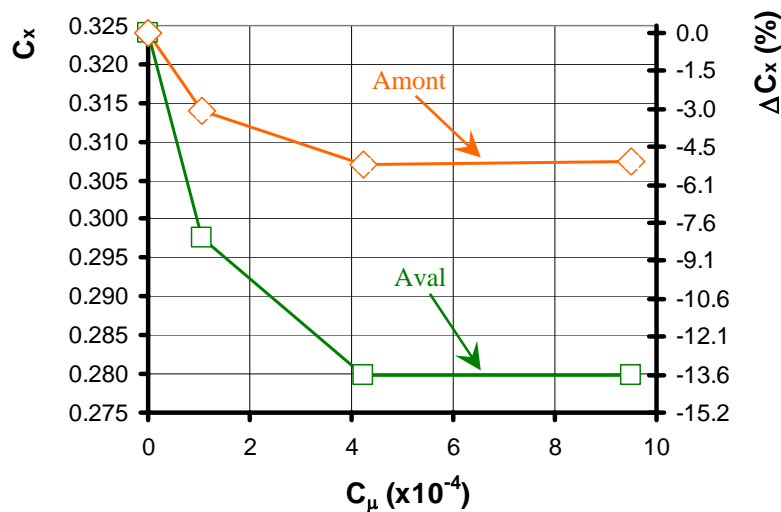


Figure III.58 : Coefficient de traînée aérodynamique et pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_{μ} et de la position de la fente, amont et aval, pour $F_w^+ = 0.7$

Afin d'expliquer l'accroissement de l'efficacité du contrôle, les topologies de sillage sont dans la suite comparées pour les deux positions de fente lorsque le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique est égal à $C_{\mu}=2.4 \times 10^{-4}$.

3.2.2.3. Influence de la position de la fente sur les structures tourbillonnaires de sillage

Les iso-surfaces de pertes d'énergie volumique ($C_{pi}=1$), coloriées par les valeurs de C_p , sont relevées pour les deux positions de la fente du jet synthétique, amont (Figure III.59.a) et aval (Figure III.59.b), avec $C_{\mu}=4.2 \times 10^{-4}$. Elles permettent en première approche d'identifier l'évolution des structures tourbillonnaires de l'écoulement de sillage en fonction du contrôle.

La position de l'application du contrôle engendre une modification significative de la forme de l'iso-surface et de la répartition des pertes d'énergie volumique dans le sillage proche :

- Lorsque la fente est positionnée en amont (Figure III.59.a), l'analyse précédente (§ III.3.2.1) à montrer que les pertes énergétiques associées au développement du bulbe décollé D se concentrent en moyenne sur la première moitié de la lunette arrière. Sous l'influence des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , le bulbe décollé, initialement transversal et bidimensionnel, dégénère sous forme de structures tourbillonnaires tridimensionnelles sur le bas de Σ_2 , de part et d'autre du plan longitudinal médian.
- Lorsque la fente est positionnée en aval (Figure III.59.b), l'iso-surface de perte d'énergie volumique évolue différemment : Elle s'étend sur toute la longueur de la lunette arrière et intercepte la recirculation du culot Q en deux points. Suivant l'envergure de la géométrie, une réduction de l'iso-surface est visible. La réduction est telle que l'iso-surface associée au bulbe décollé D est complètement dissociée des iso-surfaces associées aux structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 sur le haut de la lunette arrière. De plus, l'iso-surface apparaît sur Σ_2 plus mince et régulière sur l'envergure. Les phénomènes tridimensionnels n'apparaissent pas. Sur le culot (Figure III.59.b), la

forme de l'iso-surface est pour la position aval de la fente plus homogène sur toute l'envergure de la géométrie. L'homogénéisation fait ainsi parfaitement apparaître la structure torique Q en appuis sur les arrêtes du culot.

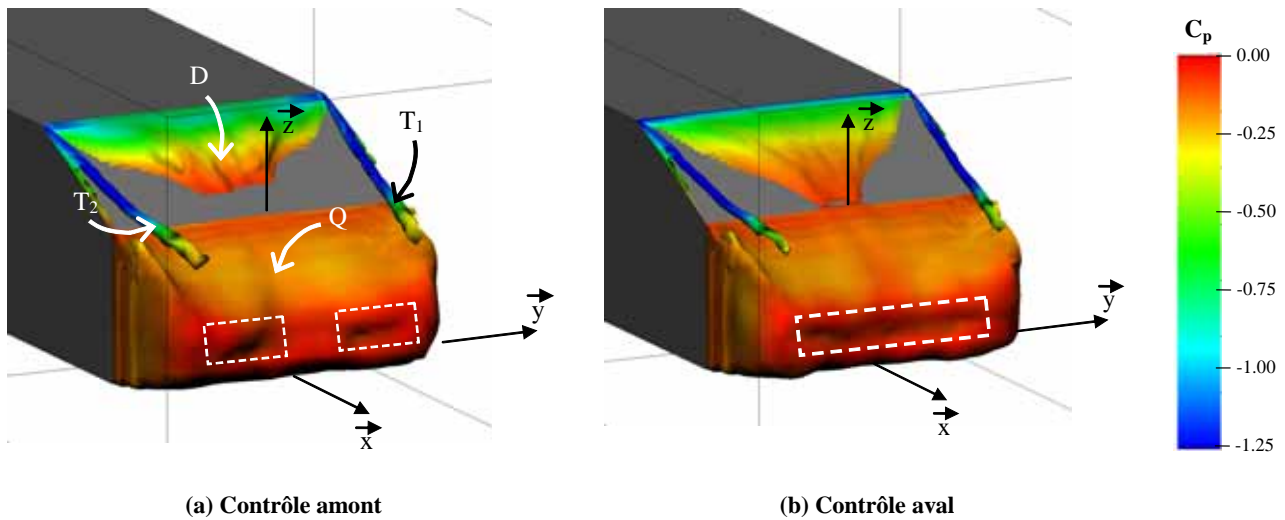


Figure III.59 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$) colorée par les valeurs de C_p dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour les deux positions de fente (a) amont, (b) aval avec $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^* = 0.7$

L'évolution des iso-surfaces entre les deux configurations suggère que l'application du contrôle en aval de la rupture de pente encourage l'homogénéisation de l'écoulement sur l'envergure de la géométrie. La disparition des irrégularités sous le bulbe décollé suggère que cette homogénéisation résulte de l'atténuation des phénomènes tridimensionnels en faveur d'un écoulement purement bidimensionnel (§ III.3.2.1.3).

D'autre part, la coloration des iso-surfaces par les valeurs de coefficient de pression statique montre que la distribution des C_p varie peu entre les deux configurations (Figure III.59). La principale différence est située au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière. Positionné en aval de la rupture de pente, le jet synthétique engendre une diminution importante des valeurs de C_p sur toute l'envergure de la géométrie. Les valeurs de C_p sont inférieures à -1.25. Lorsque le jet est positionné en amont, les faibles valeurs de C_p ne sont atteintes qu'au niveau des arêtes latérales de la rupture de pente. Elles sont initiées par l'interaction des structures tourbillonnaires longitudinales et du bulbe décollé qui engendre des pertes énergétiques importantes. L'homogénéisation transversale des valeurs de C_p conforte le fait que les effets tridimensionnels sont atténués avec le jet positionné en aval.

Examinons l'évolution de l'écoulement dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée.

3.2.2.4. Influence de la position de la fente sur les distributions de perte d'énergie volumique dans le plan longitudinal médian

Les distributions de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} sont relevées dans le plan longitudinal médian pour les deux positions de fente, amont et aval (Figure III.60). Elles sont accompagnées des lignes de courant associées. Les cartographies de C_{pi} permettent de visualiser la topologie et le développement du bulbe décollé D et de la structure tourbillonnaire torique Q dans une coupe transversale.

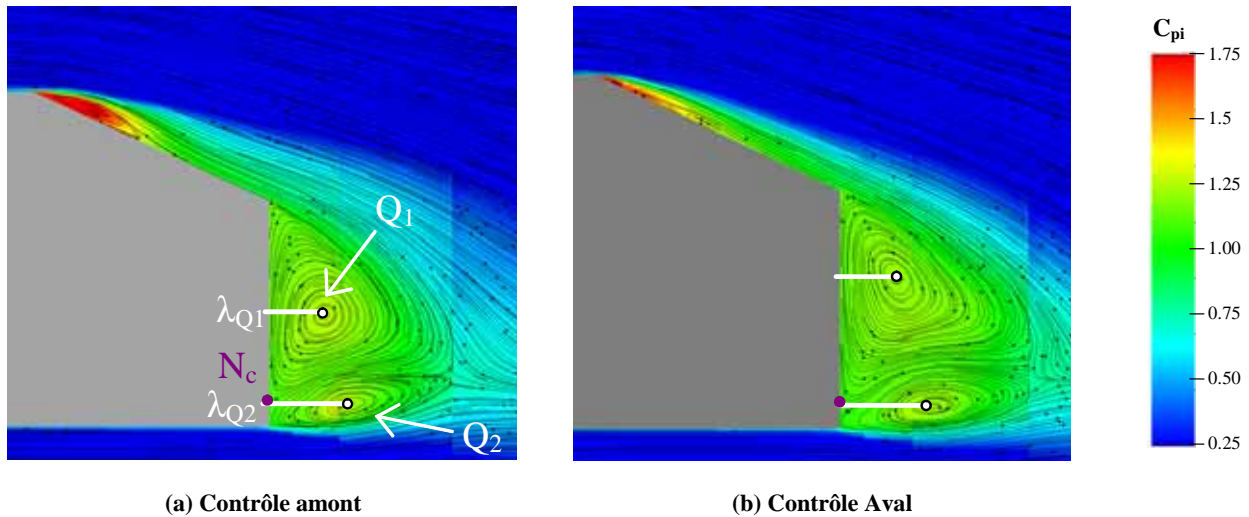


Figure III.60 : Cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$

Les cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique relevées dans le plan de symétrie (Figure III.60) montrent que pour les deux positions de fente, des valeurs de C_{pi} élevées et supérieures à 1.75 sont présentes sur le haut de la lunette arrière, sous le bulbe décollé D.

Lorsque la fente est positionnée en aval (Figure III.60.b), l'épaisseur du bulbe D est réduite par rapport au contrôle amont (Figure III.60.a). L'orientation des lignes de courant au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2) montre que le contrôle aval oriente globalement les filets fluides parallèlement à Σ_2 de telle sorte que le décollement est quasiment supprimé. L'orientation de l'écoulement engendre une distribution constante des valeurs de C_{pi} en fonction de la distance à la paroi. Cette évolution des pertes d'énergie volumique coïncide avec l'augmentation de la longueur de l'iso-surface observée précédemment (Figure III.59.b).

C_μ	Amont	Aval
λ_{Q1}/H_A	0.17	0.17
h_{Q1}/H_A	0.33	0.45
λ_{Q2}/H_A	0.22	0.26
h_{Q2}/H_A	0.05	0.05
h_{Nc}/H_A	0.08	0.08

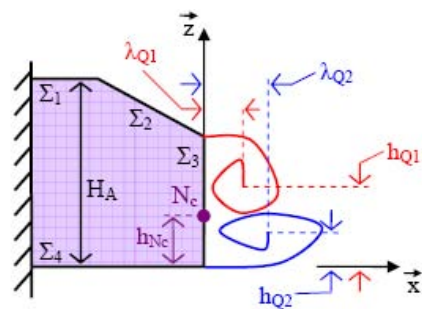


Table III.5 : Evolution de la distance entre le centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 et le culot de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente

Par ailleurs, l'évolution de l'écoulement sur la lunette arrière avec la fente positionnée en aval de la rupture de pente modifie la position du cœur tourbillonnaire des structures Q_1 et Q_2 en aval du culot (Table III.5). Sur le bas de Σ_2 , les lignes de courant restent orientées parallèlement à la lunette arrière. Le cœur de la structure tourbillonnaire Q_1 se déplace alors vers le haut de Σ_3 , $h_{Q1}=0.45H_A$ tout en restant à la même distance de la paroi $\lambda_{Q1}=0.17H_A$. Le cœur de la seconde structure tourbillonnaire Q_2 reste à la même altitude dans les deux configurations de contrôle, $h_{Q2}=0.05H_A$, et se déplace en aval, $\lambda_{Q2}=0.26H_A$ avec la fente positionnée en aval.

Le profil de coefficient de perte d'énergie volumique relevé à $x/H_A=0.25$ permet d'observer l'influence du déplacement de la structure tourbillonnaire Q_1 sur la hauteur du sillage (Figure III.61).

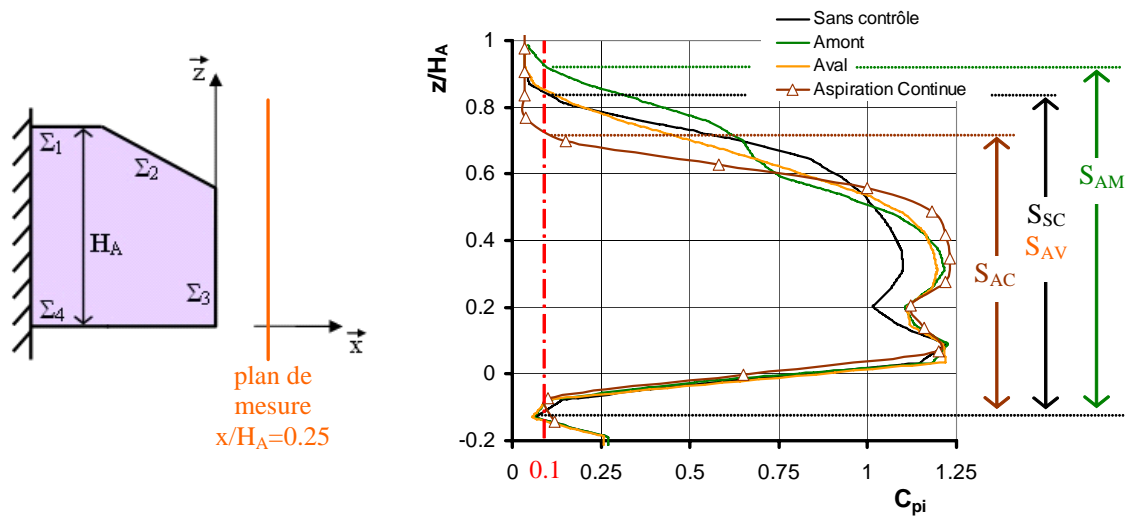


Figure III.61 : Distribution transversale du coefficient de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/H_A=0.25$ sans contrôle et avec contrôle dans le cas de la fente positionnée en amont et en aval. Ces distributions sont comparées à la distribution obtenue à l'aide d'une solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06]

Les profils de C_{pi} ainsi représentés permettent de définir les hauteurs de sillage en fonction du contrôle appliqué ($C_{pi}>0.1$). Lorsque la fente est positionnée en aval du décollement, la hauteur transversale du sillage est comparable à la hauteur obtenue sans contrôle, à savoir $S_{SC}=S_{AV}=0.95H_A$ (Figure III.61). Cette hauteur de sillage est de l'ordre de 10% inférieure à la hauteur obtenue avec la fente positionnée en amont du décollement, $S_{AM}=1.05H_A$. Les valeurs de C_{pi} augmentent continûment sur Σ_2 , $0.70 \leq z/H_A \leq 1.00$, puis coïncident sur Σ_3 , $0.00 \leq z/H_A \leq 0.70$, avec le profil de C_{pi} obtenu lorsque la fente est positionnée en amont. Le déplacement de la structure tourbillonnaire T_{Q1} vers le haut du culot modifie ainsi les distributions de perte d'énergie volumique au niveau de la rupture de pente entre la lunette arrière et le culot. Elle n'influence cependant pas les pertes d'énergie volumique associées au développement d'un sillage équilibré.

D'autre part, la hauteur du sillage S_{AV} reste supérieure à la hauteur de sillage S_{AC} obtenue par aspiration continue (Figure III.61). La réduction de C_x obtenue avec le jet positionné en aval du décollement, de l'ordre de 13%, reste inférieure à la réduction obtenue par aspiration continue, d'environ 15%.

Les cartographies de C_{pi} relevées dans le plan longitudinal de la géométrie montrent alors que, positionné en aval du décollement, le contrôle par jet synthétique homogénéise l'écoulement sur la longueur de la lunette arrière en réduisant l'épaisseur du bulbe décollé D et les pertes énergétiques qu'il génère.

Dans la suite, l'écoulement résultant à la paroi est analysé pour les deux positions de fente à l'aide des cartographies de pression statique.

3.2.2.5. Influence de la position de la fente sur l'écoulement de paroi

L'influence de la position de la fente du jet synthétique sur l'écoulement en proche paroi est analysée dans cette partie à l'aide des cartographies moyennes de C_p (III.16) relevées sur la lunette arrière et le culot (Figure III.62). Les cartographies sont accompagnées des lignes de courant de proche paroi.

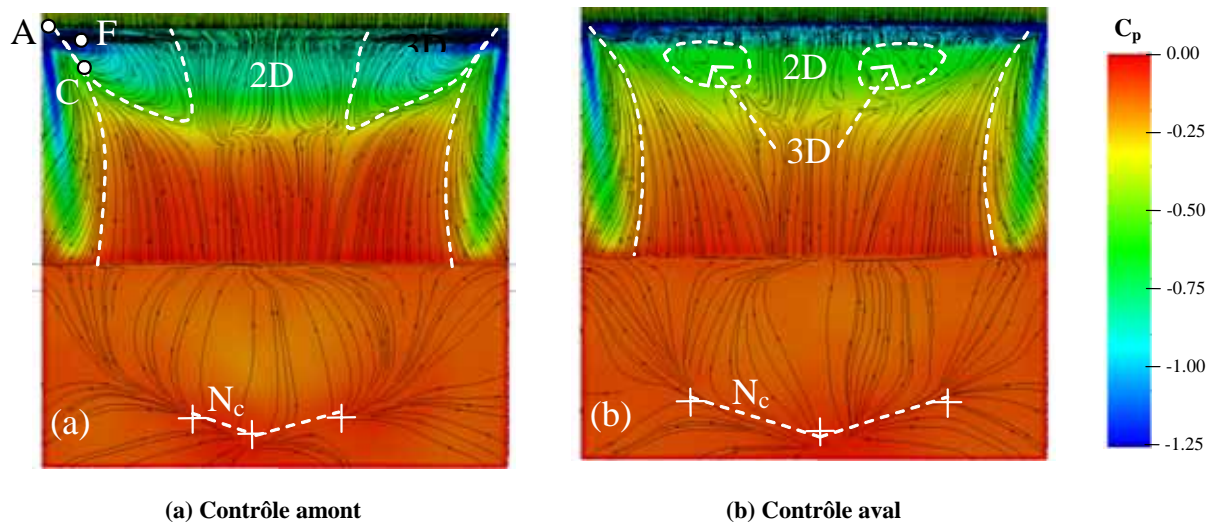


Figure III.62 : Cartographies pariétales de coefficient de pression statique et lignes de frottement sur la lunette arrière et le culot en fonction de la position de la fente du jet synthétique pour $C_{\mu}=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$

Les lignes de frottement pariétales mettent en évidence un changement significatif de la topologie de l'écoulement en proche paroi (Figure III.62).

Avec le contrôle amont (Figure III.62.a), deux régions dans lesquelles les lignes de frottement s'enroulent autour de foyers d'émission F persistent sur le haut de la lunette arrière et de part et d'autre du plan de symétrie. L'analyse réalisée dans la partie précédente (§ III.3.2.1.5) montre que dans ce cas, l'application du contrôle supprime, sur une bande de largeur $l_A/3$ centrée sur le plan longitudinal médian, l'enroulement tridimensionnel de l'écoulement sous le bulbe décollé D. L'échange de fluide entre la structure tourbillonnaire D et les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 persiste le long de la ligne d'attachement (AC).

Placé en aval de la rupture de pente (Figure III.62.b), la ligne d'attachement (AC) d'échange entre les structures tourbillonnaires D et $(T_i)_{i=1 \text{ ou } 2}$ n'existe plus. Les lignes de frottement parallèles et orientées dans le sens de l'écoulement montrent que l'écoulement est attaché. La suppression des échanges de fluide et des effets tridimensionnels contribuent à la réduction des pertes d'énergie volumique à ce niveau. La réduction suivant l'envergure de la géométrie de l'iso-surface de C_{pi} obtenue pour la position aval de la fente, confirme bien qu'une diminution des pertes énergétiques est liée à la dissociation de structures tourbillonnaires (Figure III.59.b). Sur Σ_2 , l'application du contrôle en aval du décollement favorise donc la dissociation des zones d'écoulement tridimensionnelle en faveur de zones bidimensionnelles, moins énergétiques.

A hauteur du culot (Σ_3), une augmentation transversale de la longueur de la ligne d'attachement N_c apparaît lorsque la fente est positionnée en aval du décollement (Figure III.59). L'accroissement de la longueur de la ligne d'attachement évolue également dans le sens d'une homogénéisation de l'écoulement suivant l'envergure de la géométrie.

Les cartographies de coefficient de pression statique (Figure III.62) montrent que l'évolution de l'écoulement en fonction de la position de la fente se traduit également par une homogénéisation des valeurs de C_p sur le haut de Σ_2 . Au niveau de la rupture de pente, les faibles valeurs de C_p , inférieures à -1.25,

visibles uniquement au niveau des arêtes latérales lorsque la fente est positionnée en amont de la rupture de pente (Figure III.62.a), s'étendent sur toute l'envergure de la Σ_2 lorsque la fente est positionnée en aval (Figure III.62.b). La dépression importante de l'écoulement sur le haut de Σ_2 , induite par la présence du jet synthétique, est suivie d'une augmentation des valeurs de C_p en aval de la cassure. Les valeurs de C_p sous les bulbes décollés sont alors de l'ordre de -0.5 dans le cas amont et de l'ordre de -1.0 pour le cas aval.

Afin de préciser l'évolution des pressions statiques en fonction de la position de la fente, les distributions de C_p sont relevées dans le plan longitudinal médian sur l'arrière de la géométrie simplifiée (Figure III.63).

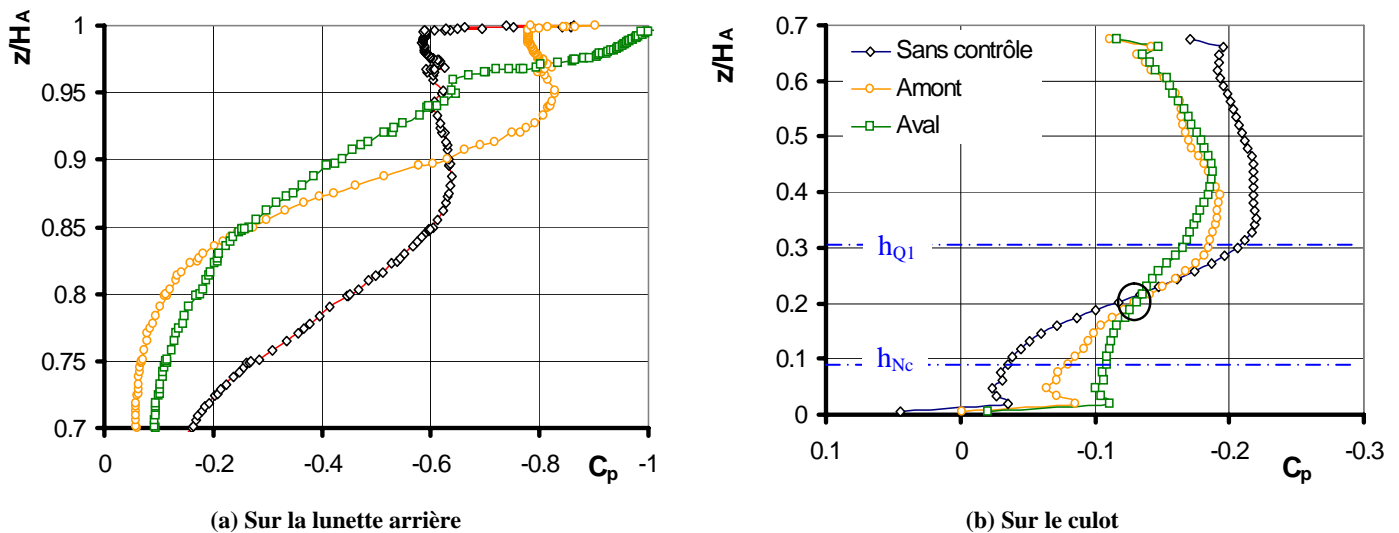


Figure III.63 : Distribution de coefficient de pression statique C_p dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente

Les distributions de C_p relevées dans le plan longitudinal médian montrent qu'en position avale, les valeurs de C_p diminuent sur le haut de Σ_2 et le plateau de C_p relevé sans contrôle disparaît (Figure III.63.a). La suppression du plateau est, comme en 2D (§ III.2.2.2.2), suivie d'une augmentation des pressions statiques sur le haut de Σ_2 , $0.85 \leq z/H_A \leq 0.95$, par rapport à la configuration amont et d'une recompression continue de l'écoulement sur toute la longueur de la lunette arrière. L'évolution des valeurs de C_p confirme ainsi que l'écoulement est en moyenne attaché sur la totalité de la surface Σ_2 .

Sur le culot (Σ_3), au dessus du nœud d'attachement N_c , $0.10 \leq z/H_A \leq 0.70$, les distributions de C_p sont comparables pour les deux positions de fente. Cependant, une légère élévation de la position du minimum de C_p est observée, $z/H_A = 0.35$ pour le contrôle amont et 0.45 pour le contrôle aval. L'évolution de la position du minimum coïncide avec le déplacement de la structure tourbillonnaire Q_1 vers le haut du culot lorsque la fente est positionnée en aval (Figure III.60). En dessous du nœud N_c , $0.00 \leq z/H_A \leq 0.10$, une légère diminution des C_p est visible lorsque la fente est positionnée en aval, $C_p = -0.10$ contre -0.08 pour la configuration de contrôle amont.

Avec les simulations numériques 2D, l'obtention d'une recompression continue de l'écoulement sur la lunette arrière est accompagnée d'une importante augmentation des valeurs de C_p sur Σ_3 (Figure III.12). L'augmentation des valeurs de C_p est également retrouvée avec les simulations 3D, avec une amplitude plus faible. Cette perte d'efficacité du contrôle est liée au fait que sans contrôle, l'écoulement 3D est naturellement recollé sur le bas de Σ_2 et que l'évolution de la topologie du sillage avec contrôle est moins importante qu'en

2D. En termes de réduction de traînée, le contrôle est alors moins efficace puisque la réduction de traînée maximale est de l'ordre de 13% en 3D, contre 5% en 2D.

3.2.2.6. Conclusion sur l'influence de la position de la fente

Dans cette partie, l'influence de la position de la fente de part et d'autre du décollement naturel de l'écoulement en fin de pavillon est étudiée numériquement à partir de simulations 3D. Les résultats montrent que pour des performances équivalentes de jet synthétique, la fente positionnée en aval du décollement accroît les performances du contrôle par jet synthétique. Des réductions de C_x 2.5 fois plus importantes sont obtenues dans ce cas par rapport à la fente positionnée en amont du décollement.

L'augmentation des performances du contrôle est liée au fait qu'avec la fente positionnée en aval de la rupture de pente, le bulbe décollé est complètement supprimé. La suppression de la structure tourbillonnaire D permet de réduire les pertes énergétiques initiées par les phénomènes d'enroulement tridimensionnel et d'accroître l'homogénéité de l'écoulement sur l'envergure de la géométrie simplifiée.

3.3. Conclusion de l'étude numérique du contrôle des écoulements sur une géométrie simplifiée tridimensionnelle

L'analyse numérique de l'écoulement tridimensionnel menée dans un premier temps sans contrôle montre que le code de calcul reproduit fidèlement les descriptions expérimentales proposées par la bibliographie. Les trois principales structures tourbillonnaires qui composent l'écoulement de sillage proche, bulbe décollé D, recirculation en appui sur le culot Q et structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 , sont correctement représentées par le code de calcul. De plus, la topologie particulière de l'écoulement à la paroi de la géométrie est également correctement reproduite. Ces résultats moyens permettent ainsi de justifier l'utilisation du code de calcul PowerFlow[®] pour cette étude. Par ailleurs, la caractérisation fréquentielle de l'écoulement sans contrôle met en évidence deux modes caractéristiques d'agitation tourbillonnaire de l'écoulement de sillage. Le premier mode, autour de $St_{wd} \approx 0.4$, correspond au lâché de structures tourbillonnaires de type allée de Von Karman, principalement issu du soubassement. Ce mode est identifié dans la littérature sur le corps de Ahmed. Le second mode, autour de $St_{wu} \approx 0.7$, est un mode moins énergétique que le premier et symétrique entre les structures issues du pavillon et du soubassement de la géométrie. Les études de contrôle autour de cylindre et l'étude préliminaire 2D montrent que lorsque ce mode énergétique domine la dynamique de l'écoulement de sillage, la topologie de l'écoulement est optimale en termes de réduction de C_x .

L'étude réalisée dans un second temps de l'influence du coefficient de quantité de mouvement, à fréquence réduite constante ($F_w^+ = 0.7$) montre comme en 2D que l'augmentation du C_μ entraîne tout d'abord une réduction de la traînée aérodynamique de la géométrie simplifiée jusqu'à obtention d'une réduction de C_x maximale. La réduction de C_x maximale est pour la fente placée en amont du décollement de l'ordre de 5.2% pour un $C_\mu = 4.2 \times 10^{-4}$. Pour des valeurs de C_μ plus importantes, l'efficacité du contrôle et les réductions de traînée diminuent alors. Physiquement, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement réduit en moyenne le développement du bulbe décollé D et améliore le recollement de l'écoulement sur la lunette

arrière. La réduction de la structure tourbillonnaire D engendre une redistribution des pertes d'énergie volumique à proximité de la géométrie et une amélioration de la recompression de l'écoulement. De plus, le recollement de l'écoulement est dynamique avec la formation et l'advection de structures tourbillonnaires transversales émises en phase avec le jet synthétique. La modification de l'écoulement sur la lunette arrière se répercute en aval du culot par une amélioration de la symétrie des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 qui composent la structure tourbillonnaire torique Q. L'évolution de la topologie engendre alors une homogénéisation et une augmentation des pressions statiques sur le culot.

Enfin, l'analyse de l'influence de la position de la fente de part et d'autre du décollement naturel de l'écoulement en fin de pavillon montre que pour des configurations de jet synthétique équivalentes, la fente positionnée en aval du décollement accroît les performances du contrôle par jet synthétique. En effet, des réductions de C_x 2.5 fois plus importantes sont obtenues dans ce cas par rapport à la fente positionnée en amont du décollement. L'augmentation des performances du contrôle est liée au fait qu'avec la fente positionnée en aval de la rupture de pente, le bulbe décollé est en moyenne complètement supprimé. La suppression de la structure tourbillonnaire D permet de réduire les pertes énergétiques initiées par les phénomènes d'enroulement tridimensionnel et d'accroître l'homogénéité de l'écoulement sur l'envergure de la géométrie simplifiée.

L'exploration numérique réalisée dans cette partie présente donc la technique de contrôle des écoulements aérodynamiques automobiles par jet synthétique comme une technique de réduction du coefficient de traînée d'une géométrie simplifiée automobile efficace. L'efficacité de cette solution est dans la partie suivante validée par voie expérimentale.

**PARTIE IV - EXPLORATION EXPERIMENTALE DU
POTENTIEL DE CONTROLE PAR JET
SYNTHETIQUE**

L'étude numérique réalisée dans la partie précédente a révélé le potentiel aérodynamique du contrôle par jet synthétique de l'écoulement du sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile. L'objectif est maintenant de valider expérimentalement ce potentiel et d'apporter des éléments complémentaires à la compréhension des phénomènes physiques régissant le contrôle.

Dans ce but, une maquette représentant le corps de Ahmed à l'échelle 0.7 est placée en soufflerie sur une balance aérodynamique. Différentes techniques de mesures sont mises en œuvre pour analyser l'écoulement : Prises de pression statique et visualisations pariétales à la paroi, PIV et fil chaud dans le sillage (Chapitre IV.1).

L'actionneur développé pour réaliser le contrôle sur la maquette est présenté et ses performances aérodynamiques sont caractérisées expérimentalement. La réponse dynamique au signal d'alimentation des membranes (fréquence et tension) est comparée au modèle réduit (LEM) de jet synthétique utilisé pour dimensionner l'actionneur. L'évolution temporelle et spatiale de l'écoulement de jet est comparé aux résultats bibliographiques et son régime de fonctionnement est validé dans la perspective du contrôle (Chapitre IV.2).

L'écoulement aérodynamique en aval de la maquette est décrit sans contrôle. La topologie moyenne des principales structures tourbillonnaires qui composent le sillage est examinée en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement incident. Une analyse spectrale de l'écoulement complète la caractérisation de la dynamique instationnaire de l'écoulement de sillage (Chapitre IV.3).

Suivant le nombre de Reynolds de l'écoulement infini, l'efficacité aérodynamique du contrôle sur la traînée est analysée en fonction des paramètres du jet synthétique : le coefficient de quantité de mouvement, la fréquence réduite d'excitation et la position du jet. L'étude en fonction du C_μ permet de caractériser la topologie de l'écoulement contrôlé moyen. L'analyse spectrale permet d'identifier les instabilités qui se développent. Le mécanisme du contrôle par jet synthétique est explicité en synchronisation de phase avec l'actionneur (Chapitre IV.4).

Chapitre IV.1 - Dispositif expérimental

1.1. Equipements

1.1.1. La soufflerie

Les essais sont réalisés dans la soufflerie à retour Lucien Malavard du Laboratoire de Mécanique et Energétique (LME) de l'Ecole Supérieure de l'Energie et des Matériaux (ESEM) d'Orléans (Figure IV.1). La section transversale de la veine d'essais est de $2 \times 2 \text{ m}^2$ et sa longueur est de 3 m. Un ventilateur de 3.35 m de diamètre à 16 pales permet de délivrer un écoulement d'air pouvant atteindre 65 m.s^{-1} avec un taux de turbulence de l'ordre de 0.4%. Dans ce travail, la vitesse maximale du vent n'exécède pas 50 m.s^{-1} .

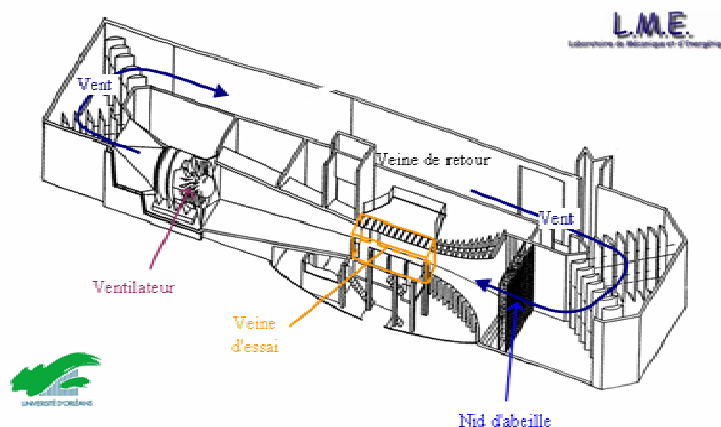


Figure IV.1 : Schéma de la soufflerie à retour Lucien Malavard du LME

1.1.2. La maquette

La maquette étudiée est le corps de Ahmed [AHM-84] équipé d'une lunette arrière inclinée d'un angle $\alpha=25^\circ$. La maquette permet de reproduire les principales structures tourbillonnaires responsables de la traînée

aérodynamique qui se développent dans le sillage d'un véhicule automobile de type bicorps (§ II.1.3). L'étude s'effectue à échelle réduite (échelle 0.7, Figure IV.2).

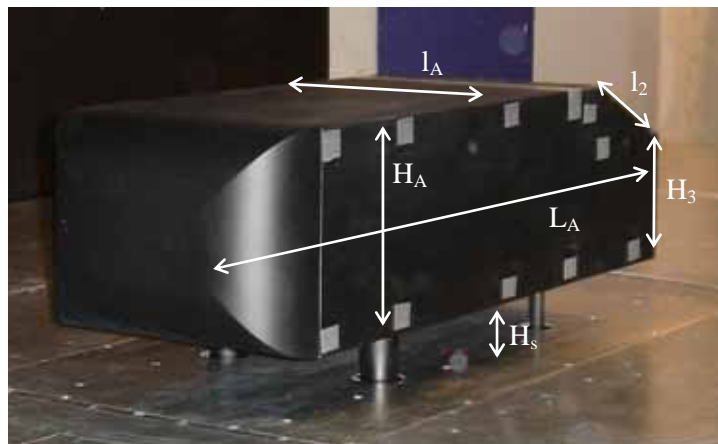


Figure IV.2 : Dimensions de la maquette expérimentale (Corps de Ahmed à échelle 0.7 avec lunette arrière inclinée à 25°)

La longueur L_A , la largeur l_A et la hauteur H_A de la maquette sont respectivement égales à 7.31×10^{-1} m, 2.72×10^{-1} m et 2.02×10^{-1} m. La longueur de la lunette arrière l_2 et la hauteur du culot H_3 sont égales à 1.55×10^{-1} m et 1.36×10^{-1} m. Enfin, la garde au sol H_s de la maquette est égale à 5.3×10^{-2} m. Construit avec la longueur de la maquette L_A comme longueur de référence, le nombre de Reynolds Re (II.7) de l'écoulement incident varie entre 2.4×10^5 et 2.4×10^6 pour des vitesses de vent U_∞ comprises entre 5 et 50 m.s^{-1} .

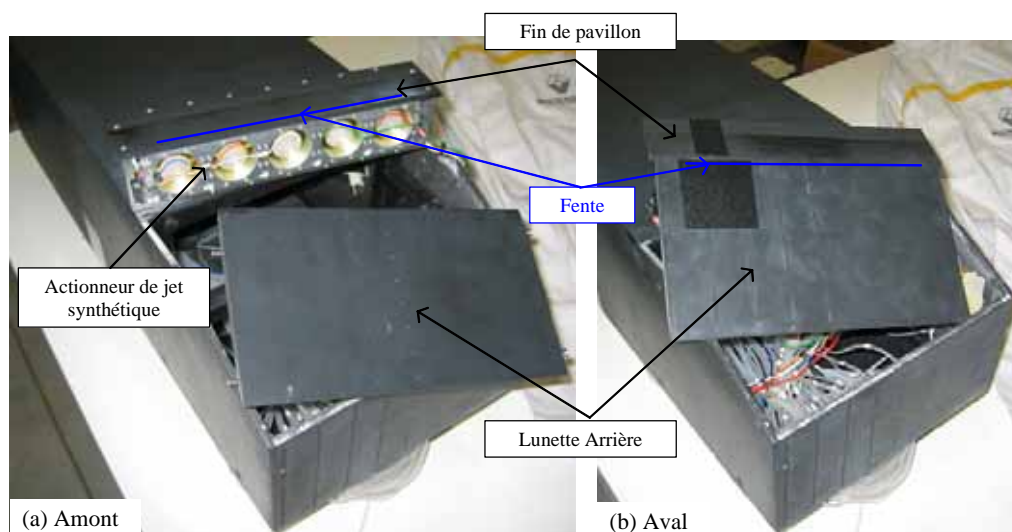


Figure IV.3 : Photographies des montages (a) Amont et (b) Aval de l'actionneur du jet synthétique sur le corps de Ahmed

La maquette en aluminium peut accueillir un actionneur de jet synthétique en trois positions vis-à-vis de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2) (Figure IV.3) :

- Avec le *montage "Amont"*, la fente est en amont de la rupture de pente à $g=-4$ mm. Elle est intégrée dans une plaque d'aluminium amovible de 2.5 mm d'épaisseur. La plaque représente la fin de Σ_1 et le haut de Σ_2 et l'actionneur est fixé par dessous (Figure IV.4). Cinq plaques sont utilisées avec des largeurs de fente différentes, $d=0$ (sans fente), 0.5, 1, 1.5 et 2.0 mm. La lunette arrière est constituée d'une seconde plaque d'aluminium fixe pour le montage amont. Les résultats montrent que l'affleurement des plaques (Figure IV.4) modifie légèrement l'écoulement sur Σ_2 (Annexe E).

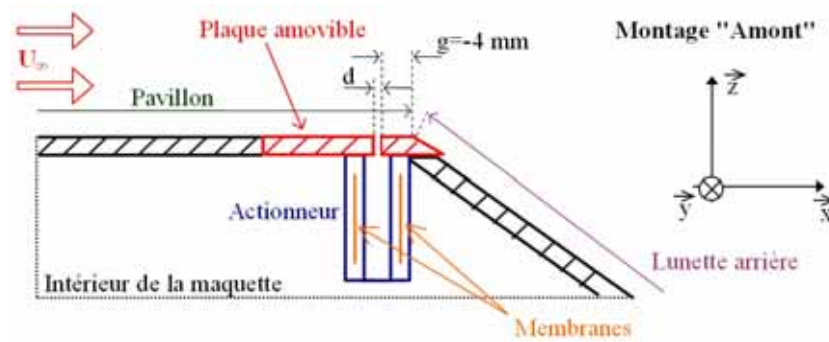


Figure IV.4 : Coupe longitudinale dans le plan médian de l'arrière de la maquette dans le cas du montage "Amont", zoom sur la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière

- Le montage "Aval" permet de positionner une fente de largeur $d=0.5$ mm à deux distances de la rupture de pente, $g=2$ et 4 mm. Pour ce montage, la rupture de pente est intégrée dans une seule et même pièce de 7.0 mm d'épaisseur qui compose à la fois la fin de Σ_1 et l'ensemble de Σ_2 (Figure IV.5). Une plaque sans fente est également usinée pour ce montage.

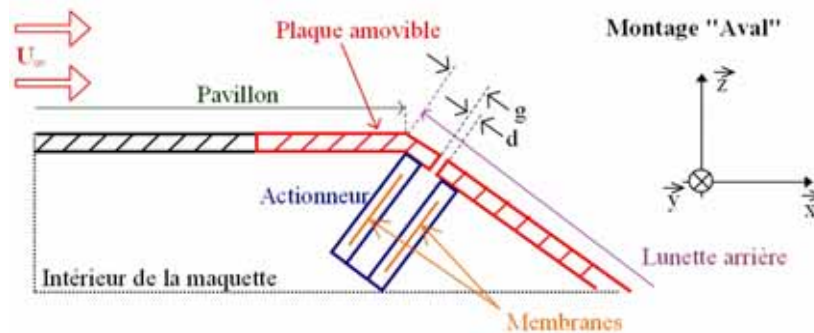


Figure IV.5 : Coupe longitudinale dans le plan médian de l'arrière de la maquette dans le cas du montage "Aval", zoom sur la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière

La nomenclature utilisée des différentes configurations de fente est répertoriée dans la Table IV.1.

Montage	Largeur de fente d (10^{-3} m)	Position de la fente g (10^{-3} m)	Nomenclature
Amont	0 (sans fente)	0	M0u
Amont	0.5	-4	M1u
Amont	1.0	-4	M2u
Amont	1.5	-4	M3u
Amont	2.0	-4	M4u
Aval	0 (sans fente)	0	M0d
Aval	0.5	2	M1d
Aval	0.5	4	M2d

Table IV.1 : Nomenclature des montages et largeurs de plaque

La maquette est également équipée de 65 prises de pression statique, 40 sur Σ_2 et 25 sur Σ_3 (§ IV.1.2.1.2), et de deux sondes de pression statique instationnaires (§ IV.1.2.2.1).

1.1.3. Mise en place de la maquette dans la soufflerie

La maquette est transversalement positionnée au centre de la veine de la soufflerie sur un plateau. Le plateau permet de contrôler l'épaisseur de couche limite en amont de la maquette pour respecter l'effet d'échelle (Figure IV.6). L'épaisseur de couche limite est ainsi théoriquement comprise entre $\delta=1.7 \times 10^{-2}$ m et

1.2×10^{-2} m pour des vitesses de vent U_∞ comprises entre 10 et 50 m.s^{-1} . Un volet de bord de fuite incliné à 2.5° assure une répartition de pression homogène sur le plateau.

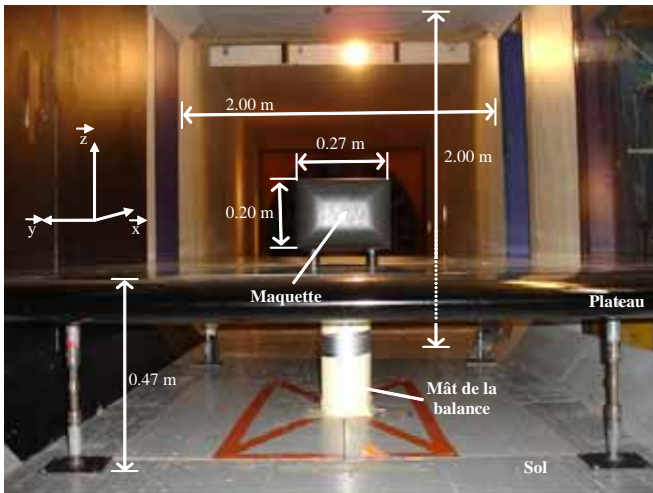


Figure IV.6 : Vue de face de l'installation de la maquette dans la veine de mesure de la soufflerie Malavard

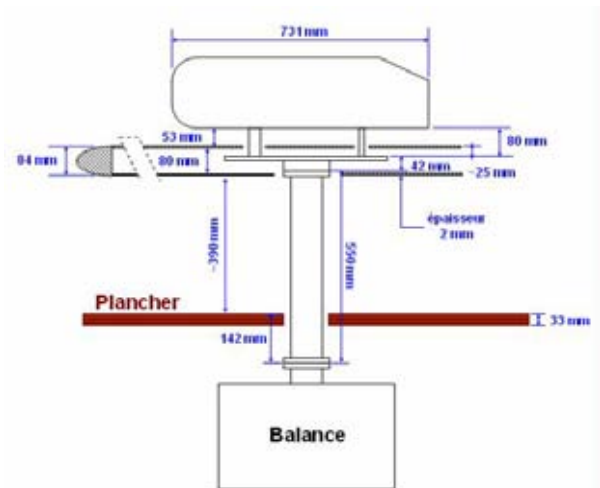


Figure IV.7 : Schéma du montage expérimental de la maquette sur la balance aérodynamique

Le diamètre des pieds avant et arrière sont respectivement égaux à 0.035 m et 0.015 m. Les pieds avant sont creux et dimensionnés pour accueillir les tubes de vinyle des prises de pression statique et les câbles d'alimentation de l'actionneur de jet synthétique. Les câbles et vinyles sortent ensuite de la veine par le mât de la balance aérodynamique (Figure IV.7). Le coefficient de blocage de la veine est de 5 %.

1.1.4. L'actionneur de jet synthétique

La longueur, la largeur et la hauteur de l'actionneur sont respectivement égales à 234 mm, 17 mm et 46 mm (Figure IV.8). Son encombrement total de l'ordre de 0.18 dm^3 le classe ainsi dans la catégorie des actionneurs compacts (§ II.2.3). La variation du volume de la cavité est assurée à l'aide de 10 membranes piézoélectriques montées par paires.

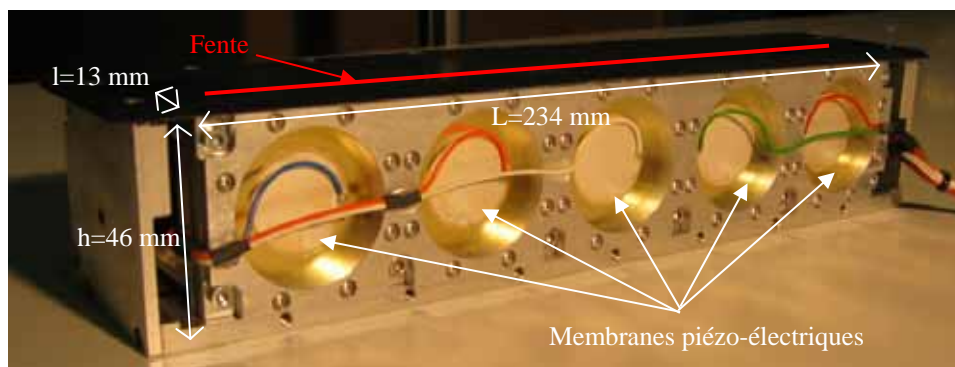


Figure IV.8 : Photographie de l'actionneur de jet synthétique bidimensionnel

Les membranes sont alimentées par un système électronique composé d'un générateur de fonction (GF) et d'un amplificateur de puissance (Figure IV.9) qui délivre le signal souhaité sur deux voies. Le générateur de fonction est également utilisé pour synchroniser les moyens de mesures. La synchronisation en phase de la PIV est réalisée à partir d'un signal carré (TTL) tandis que la synchronisation des systèmes de mesure instationnaires est effectuée à partir du signal sinusoïdal d'excitation des membranes avant amplification. Le TTL est calibré pour que le front montant soit délivré pour une tension nulle avec une pente positive.

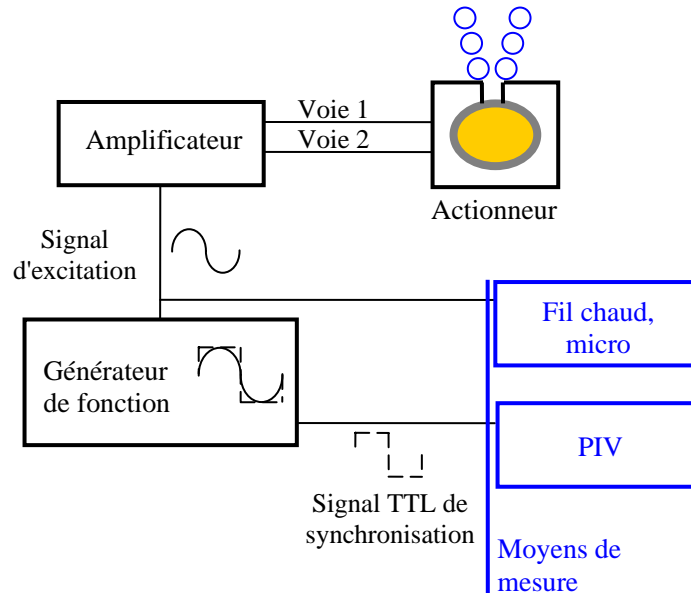


Figure IV.9 : Dispositif expérimental d'alimentation de l'actionneur de jet synthétique et des moyens de mesure synchronisée

1.2. Les moyens de mesures expérimentaux

Les moyens de mesure utilisés au cours de ce travail de thèse permettent d'une part de caractériser la topologie moyenne de l'écoulement de sillage : visualisation pariétale, pesée aérodynamique, pression statique et PIV (§ IV.1.2.1), et d'autre part de définir sa dynamique instationnaire : fil chaud, microphone (§ IV.1.2.2) et PIV en synchronisation de phase.

1.2.1. Caractérisation moyenne de la topologie de sillage

1.2.1.1. Pesée des efforts aérodynamiques

La soufflerie est équipée d'une balance aérodynamique stationnaire (Figure IV.7) qui mesure les six composantes du torseur aérodynamique (§ II.1.1). Les efforts aérodynamiques sont déduits de la mesure du déplacement d'un plateau mobile sur lequel la maquette est fixée par ses quatre pieds. Les zéros de la balance est réglés avant chaque mise en route de la soufflerie. L'imprécision du réglage des zéros engendre une erreur maximale de 0.1 N sur l'effort de traînée et de 0.2 N sur l'effort de portance. Les valeurs de coefficients aérodynamiques (II.5) représentent la moyenne d'un échantillon acquis à la fréquence de 40 Hz pendant 30 secondes. L'incertitude de mesure est alors de 1.5% sur le C_x et de 0.5% sur le C_z .

Comme en numérique, l'efficacité du contrôle est évaluée à partir des réductions de traînée ΔC_x exprimées en pourcentage (III.21).

1.2.1.2. Sondes de pression statique

La moitié gauche de la lunette arrière (Σ_2) et du culot (Σ_3) est équipée d'un total de 65 prises de pression statique (Figure IV.10).

Les sondes sont reliées à deux scanivalves de 16 et 32 voies puis à un conditionneur de signal. Un échantillon de différence de pression statique est enregistré :

$$\Delta p = p - p_0, \quad (IV.1)$$

où p est la pression mesurée au niveau de la sonde et p_0 est la pression de référence mesurée à l'aide d'un tube de Pitot positionné en amont de la veine d'essai.

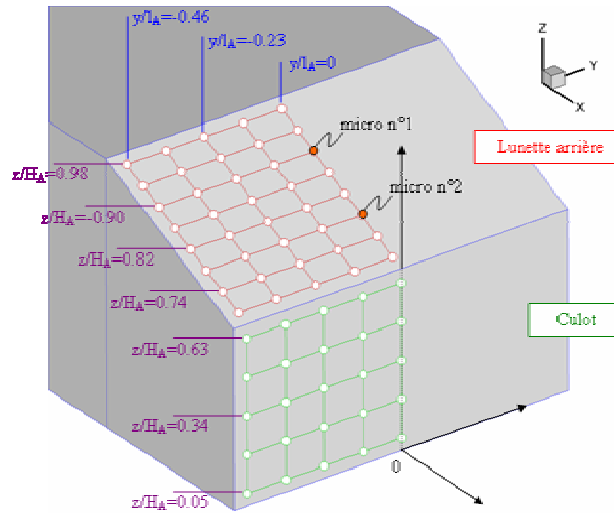


Figure IV.10 : Distribution des sondes de pression statique sur la moitié arrière gauche de la maquette

La fréquence d'acquisition des mesures est de 40 Hz. La valeur ΔP retenue pour la mesure est la moyenne temporelle d'un échantillon composé de 2048 points de mesure de Δp . Dans ce mémoire, les résultats sont présentés sous forme de distributions de coefficient de pression statique C_p (III.19) dans le plan longitudinal médian selon l'axe \bar{z} et sous forme de cartographie sur la lunette arrière. Selon le fabricant, les incertitudes de mesure ont une contribution statique liée à la calibration et non linéaire inférieure à 0.13%.

1.2.1.3. Visualisation pariétale

La visualisation pariétale consiste à mettre en évidence la cartographie des lignes de frottement sur la géométrie à l'aide d'un enduit visqueux gras ou volatil. Les lignes de frottement apparaissent par cisaillement de l'enduit soumis au frottement du vent. Ici, l'enduit composé de white spirit (100 ml), de kaolin (20 g) et d'acide oléique (4 ml), fournit de bons résultats.

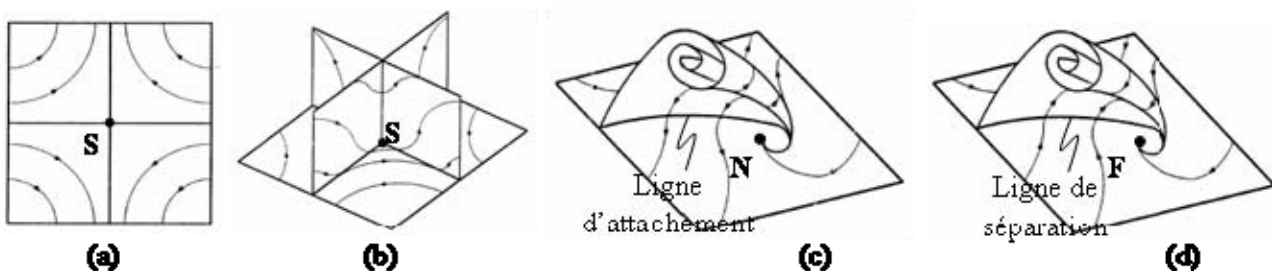


Figure IV.11 : Définition des points singuliers et des lignes singulières (a) point Selle (b) foyer de séparation (c) ligne d'attachement (d) ligne de séparation [ROU-06]

La cartographie des lignes de frottement permet d'identifier les points et lignes singuliers de frottement, et de repérer les différentes structures tourbillonnaires associées [LEG-77]. Les points singuliers sont de deux types : les points selles S (Figure IV.11.a et b) et nœuds (Figure IV.11.c et d). Les nœuds se subdivisent eux-mêmes en deux types : lorsque les lignes d'attachement s'éloignent du point singulier, le nœud est un nœud d'attachement N (Figure IV.11.c) et lorsque les lignes de frottement convergent vers le point singulier, le nœud est un foyer de séparation F (Figure IV.11.d). A ces nœuds sont respectivement associés une ligne d'attachement qui indique le recollement de l'écoulement à la paroi, et une ligne de séparation qui correspond au contraire au décollement de l'écoulement de la paroi.

1.2.1.4. Vélocimétrie par imagerie de particules

La technique de PIV 2D2C (2 Directions, 2 Composantes) est mise en œuvre pour caractériser l'écoulement de jet synthétique seul et dans le sillage de la maquette. Les protocoles d'acquisition et de traitement des images PIV sont présentés dans cette section. Le principe général de cette technique de mesure est rappelé dans l'Annexe B.

1.2.1.4.1. Protocole d'acquisition des images PIV

Les plans de visualisation : Les mesures PIV sont réalisées dans des plans longitudinaux (\vec{x}, \vec{z}) parallèles à l'écoulement incident et transversaux (\vec{y}, \vec{z}) perpendiculaires à l'écoulement incident.

Les plans longitudinaux sont positionnés en $y/l_A=0$ (champ (2)) et -0.36 (champ (3)) (Figure IV.12). La dimension des champs est d'environ $0.4 \times 0.4 \text{ m}^2$. Ils offrent avec des fenêtres d'analyse de $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ une résolution maximale de l'ordre de $6 \times 10^{-3} \text{ m}$. Pour accroître la résolution des mesures à proximité de la fente du jet synthétique, les mesures dans le plan médian sont également réalisées sur un champ plus petit, d'environ $0.05 \times 0.05 \text{ m}^2$, et centré sur la rupture de pente (champ (1), Figure IV.12). La résolution minimale obtenue est alors inférieure au millimètre.

Le champ longitudinal médian (2) apporte des informations sur le développement du bulbe décollé D et des deux structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 (Figure III.37). Le champ longitudinal (3) coupe la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 dans le sillage de la maquette.

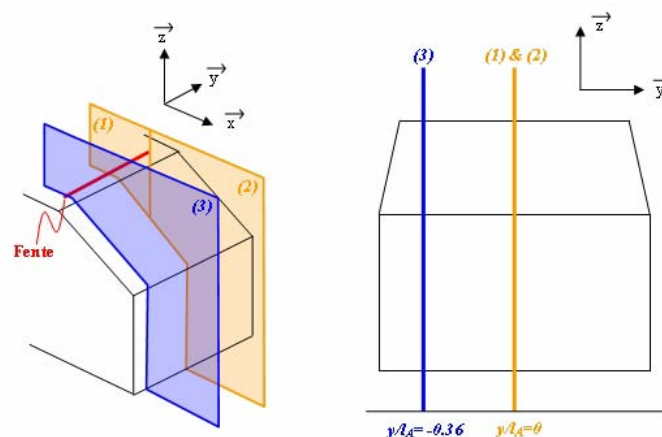


Figure IV.12 : Représentation des champs PIV longitudinaux

Par ailleurs, pour la fente de largeur $d=1.5$ mm (montage M3u, Table IV.1), un champ longitudinal resserré, d'environ 0.015×0.022 m², et centré sur la fente de l'actionneur est réalisé afin de caractériser le développement de l'écoulement de jet synthétique sans contrôle.

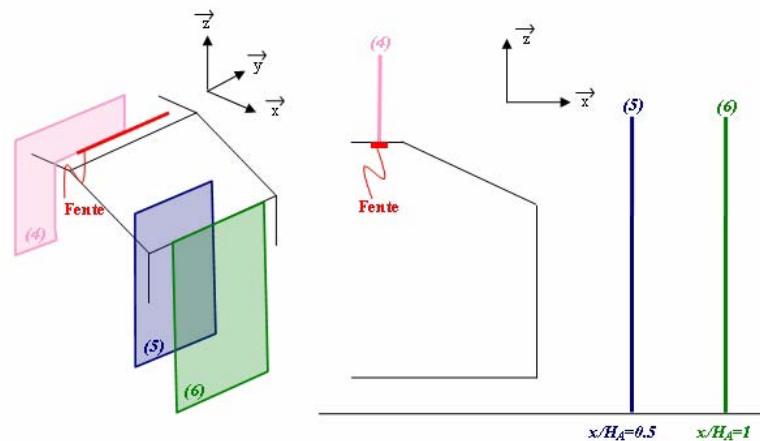


Figure IV.13 : Représentation des champs PIV transversaux

Un plan transversal est centré sur la fente (4) et deux autres sont positionnés en $x/H_A=0.5$ et 1.0 (resp. champ (5) et (6) dans le sillage de la maquette (Figure IV.13). Les dimensions des champs transversaux sont d'environ 0.3×0.3 m². Le champ (4) réalisé sans contrôle permet de caractériser le profil de l'écoulement de jet synthétique sur l'envergure de la fente. Pour les champs (5) et (6), le pas de temps Δt est optimisé pour recueillir de l'information sur le développement de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 .

L'attention portée à la mise en œuvre des mesures PIV permet d'améliorer la qualité et la précision des résultats, et de gagner du temps pour la phase de traitement des images. L'ensemencement et l'ajustement des plans de visualisation et du laser sont deux points importants approfondis dans l'Annexe B.

Principe de la synchronisation en phase des mesures : L'un des objectifs des essais est de caractériser l'écoulement aérodynamique en synchronisation de phase avec le jet synthétique pour en étudier la dynamique. Afin d'assurer la synchronisation, les mesures sont déclenchées à l'aide du signal de "Trigger" délivré par le générateur de fonction qui alimente l'actionneur. Le signal de "trigger" est un signal carré (TTL) pour lequel le front montant correspond au passage de zéro de la sinusoïde $A(t)$ avec une pente positive. Ce front montant est utilisé comme top de déclenchement par un générateur de délais qui synchronise ensuite l'ensemble de la chaîne d'acquisition PIV. La Figure IV.14 présente le chronogramme de synchronisation.

Le chronogramme (Figure IV.14) s'interprète de la façon suivante. Le générateur de délais déclenche la synchronisation de la chaîne d'acquisition au premier top du front montant du signal de "Trigger". Le premier tir du laser et la première ouverture de la caméra sont déclenchés avec un délai $(\Phi_i - \Delta t/2)$ par rapport au top et le second tir laser et l'exposition du capteur sont déclenchés après un intervalle de temps Δt . De cette manière, les deux tirs lasers sont centrés de part et d'autre de la phase Φ_i considérée.

De plus, comme la fréquence de l'actionneur f_j est supérieure à la fréquence d'acquisition de la caméra f_{cam} ($f_{cam}=5$ Hz), la caméra limite la cadence d'enregistrement des paires d'images PIV. Un délai supplémentaire,

égal à $1/f_{cam}$, est donc introduit pour préparer la caméra à l'acquisition de la seconde paire d'image. Lorsque ce délai est passé, le front montant suivant du signal de "trigger" déclenche un top de synchronisation de la chaîne PIV.

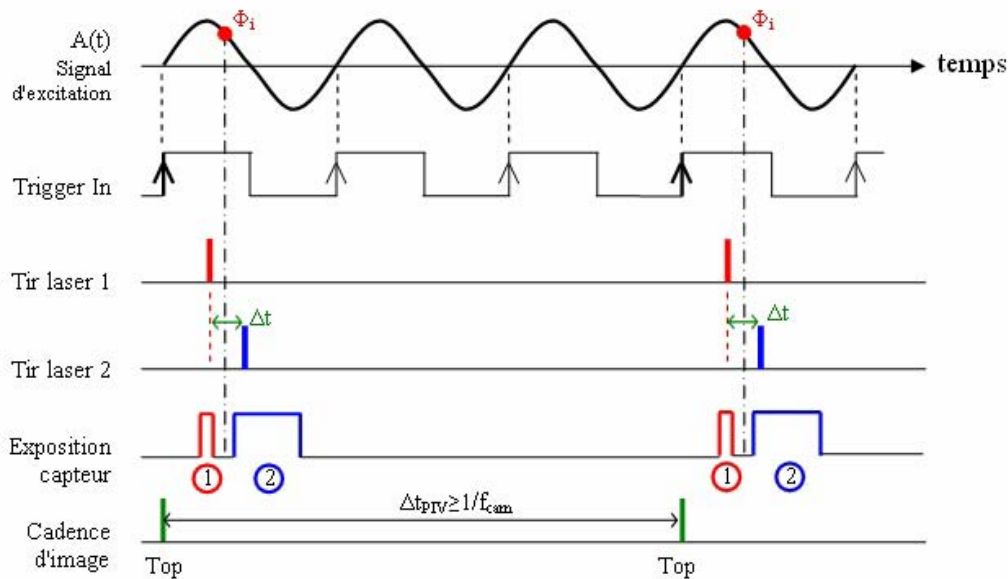


Figure IV.14 : Chronogramme de synchronisation en phase avec le jet synthétique de la chaîne d'acquisition PIV

Pour des raisons de technologie des capteurs CCD ou CMOS, le temps d'exposition des capteurs est plus court pour la première image, (1)=100.3 μ s, que pour la seconde, (2)=81.6 ms. La différence de temps d'exposition des images est le temps nécessaire pour vider l'information de la première image depuis le capteur vers la carte d'acquisition. L'augmentation du temps d'ouverture de la caméra engendre une plus grande sensibilité aux conditions d'éclairage et l'apparition de "pixels chauds". Pour limiter l'impact de ces deux effets sur les mesures, un pré-traitement spécifique des images est développé.

L'intervalle de temps Δt : Le choix de l'intervalle de temps Δt entre les tirs laser est un paramètre important pour la qualité des résultats. En effet, plus Δt est important, plus la mesure effectuée est différente de la valeur réelle de la vitesse. A l'inverse, plus l'intervalle de temps est petit, plus la mesure des déplacements dans les zones de recirculation à faible vitesse est difficile. Les pas de temps sont compris entre 30 et 60 μ s pour les plans longitudinaux et de l'ordre de 40 μ s pour les champs transversaux.

1.2.1.4.2. Le protocole de traitement des images PIV

Le traitement des images se décompose en trois temps qui sont le pré-traitement, le traitement et le post-traitement des images^{††}.

Le pré-traitement des images PIV a pour objectif d'équilibrer le rapport signal sur bruit de chacune des images de la paire PIV. Il repose sur l'utilisation successive d'un filtre d'érosion et de dilatation itérative qui permet de définir une image moyenne de référence. L'image de référence ainsi obtenue est ensuite soustraite à chaque image instantanée avant chaque traitement PIV.

^{††} Pour les lecteurs intéressés, ces trois étapes importantes de la PIV sont décrites plus en détail dans Annexe B.

Le traitement des images a pour objectif de calculer l'image des déplacements en pixels à partir des paires d'image PIV. Pour cela, un algorithme de traitement des images de type "standard" à deux passes avec réduction et décalage des fenêtres d'analyse est utilisé [SUS-06]. Pour l'ensemble des configurations, la dimension des fenêtres d'analyse est comprise entre 30 et 40 pixels et le recouvrement entre 50 et 63%.

Les grandeurs physiques présentées dans ce rapport sont calculées sur chaque champ instantané puis moyennées sur la totalité des champs. La convergence statistique des moments d'ordre 1 est estimée à partir de 50 champs instantanés et un compromis de 200 champs instantanés est retenu pour la convergence des moments d'ordre 2.

La résolution spatiale de la PIV est estimée à 16 pixels et l'incertitude sur la mesure à 0.4 pixels. Pour le champ longitudinal médian (2) avec la maquette équipée du montage M1u, la résolution spatiale est alors par exemple de l'ordre de 3 mm et l'incertitude de l'ordre de 1.1 m.s^{-1} (soit 4 %) dans les deux directions.

le post-traitement consiste à supprimer les vecteurs erronés et à convertir les mesures en unité du système international à partir des déplacements instantanés des particules en pixel, (Table B.2, Annexe B). Chaque champ instantané de vitesse est filtré par un premier filtre global utilisant un modèle Gaussien puis un second local itératif à 10 passes reposant sur un critère de continuité. Enfin, un dernier filtre est appliqué lorsque les résultats sont reportés sous forme de cartographies. Les points de mesure dont la validation est inférieure à 20% et le rapport signal sur bruit inférieur à 1.2 ne sont pas représentés. La validation indique le pourcentage de vecteurs ayant construit localement la moyenne.

Outre les grandeurs physiques traditionnellement utilisées pour l'analyse des écoulements aérodynamiques, un critère de détection des structures tourbillonnaires est utilisé. Pour un domaine de mesure P, la circulation $\Gamma(P)$ est définie par [GRA-01] :

$$\Gamma(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U_M}) \cdot \vec{n}}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\overrightarrow{U_M}\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in P} \sin \theta_M dS , \quad (\text{IV.2})$$

avec S la surface entourant le point P, M un point appartenant à S, \vec{n} un vecteur unitaire normal au domaine S et θ_M l'angle entre le vecteur vitesse $\overrightarrow{U_M}$ et le rayon vecteur \overrightarrow{PM} . Ce critère de détection des structures tourbillonnaires est aussi nommé "Gamma 2". La circulation est invariante par translation et à la différence de la vorticité permet d'identifier les tourbillons non convectés par l'écoulement. Sa valeur permet de quantifier la topologie des trajectoires au voisinage de P et indique le sens de rotation du tourbillon.

1.2.2. Caractérisation instationnaire de la dynamique de l'écoulement de sillage

1.2.2.1. Microphones ou sondes de pression statique instationnaires

Deux capteurs instationnaires de pression pariétale sont mis en place sur la maquette pour étudier la dynamique de l'écoulement sur la lunette arrière. Un capteur déporté est composé d'un microphone B&K 1/4 de pouce et d'un support de fixation. Le couple (microphone, support) a été optimisé par le groupe

"acoustique" de la DTAA pour l'application automobile. Les deux capteurs, n°1 et 2, sont positionnés dans le plan longitudinal médian respectivement en $z/H_A=0.78$ et 0.90 (Figure IV.10).

Les mesures sont effectuées avec un frontal de 64 voies (MK2, de marque Müller-BBM). L'exploitation directe des données se fait avec le logiciel PAK fourni avec le frontal.

Le calcul de la densité spectrale de puissance $S_{pp}(f)$ à partir des signaux temporels de pression est le même que pour les sondes numériques (III.23). Toutefois, il est ici nécessaire de prendre en compte la fonction de transfert $H(f)$ associée au support des microphones. Cette fonction de transfert est préalablement calibrée et est utilisée pour corriger la DSP comme suit :

$$S_{pp}^{\text{corrigée}}(f) = |H(f)|^2 S_{pp}^{\text{mesurée}}(f) . \quad (\text{IV.3})$$

Pour toutes les mesures, la fréquence d'échantillonnage est égale à $f_e=21.6$ kHz. La durée d'acquisition $T=32$ s permet de réaliser $N_b=300$ moyennes avec un recouvrement de $R_b=33\%$. Une résolution en fréquence de $\Delta f=6.25$ Hz est ainsi obtenue.

Les fluctuations de pression mesurées avec cette technique sont d'origine acoustique et aérodynamique. Comme seule la contribution aérodynamique nous intéresse, la part acoustique, associée au résonateur d'Helmholtz formé par l'actionneur, est évaluée en l'absence de vent. Les densités spectrales de puissance sont mesurées pour une tension d'alimentation $A_0=50$ V et une fréquence d'excitation $f_j=520$ Hz (Figure IV.15).

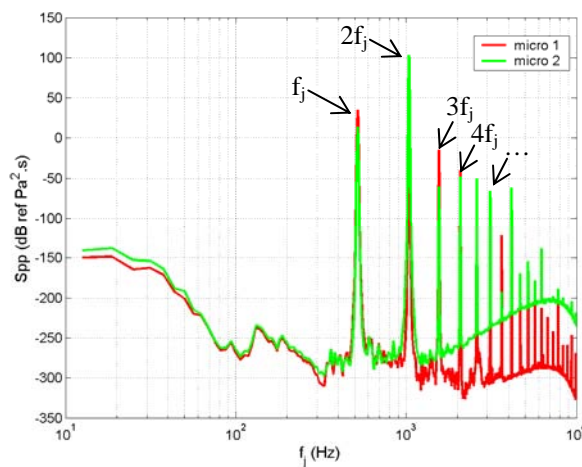


Figure IV.15 : Densités spectrales de puissance relevées avec l'actionneur seul, ($A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz)

Les densités spectrales de puissance relevées sans vent (Figure IV.15) mettent en évidence une concentration de la puissance acoustique à la fréquence de travail du jet synthétique et de ses harmoniques. En dehors de ces pics, le niveau des DSP est faible. Cette observation est consistante avec la nature sinusoïdale du signal d'alimentation des membranes. En présence de vent et à l'exception de la fréquence de fonctionnement de l'actionneur, l'augmentation du niveau des DSP est d'origine aérodynamique.

L'énergie turbulente E_k est calculée par intégration des DSP sur l'ensemble du spectre :

$$E_k = \int_0^{+\infty} S_{pp}^{\text{corrigée}}(f) df . \quad (\text{IV.4})$$

En pratique, l'énergie turbulente est intégrée sur la bande de fréquence $[12.5, 5 \times 10^3]$ Hz. Sous forme adimensionnée, l'intensité turbulente I_k est définie par :

$$I_k = \frac{E_k}{U_\infty^2} . \quad (\text{IV.5})$$

Cette grandeur permet de comparer le niveau d'énergie turbulente locale à l'énergie cinétique de l'écoulement incident.

1.2.2.2. Anémométrie au fil chaud

L'anémométrie au fil chaud est une technique quantitative et intrusive de mesure de la vitesse moyenne et de ces fluctuations.



Figure IV.16 : Dimensions du film chaud utilisé dans la présente étude (TSI-Model 1201)

Les mesures sont réalisées à l'aide d'une chaîne d'acquisition TSI. La sonde est un film chaud à une composante (TSI-1201, Figure IV.16). La calibration de la chaîne d'acquisition est faite avec une soufflerie manuelle d'étalonnage (TSI-1127). La courbe d'étalonnage est définie par l'interpolation de 17 points de mesure sur la plage de fonctionnement par un polynôme d'ordre 4.

L'anémométrie au fil chaud est ici utilisée pour mesurer la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique et pour caractériser l'activité spectrale de l'écoulement de sillage.

1.2.2.2.1. Mesure de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique

L'étalonnage du fil chaud est fait entre 0 et 40 m.s⁻¹. Il est monté sur un bâti motorisé à trois degrés de liberté qui permettent d'ajuster la position de la sonde par rapport à la fente (Figure IV.17).

Le synoptique du traitement des signaux réalisé est reporté sur la Figure IV.18. L'acquisition du signal temporel de vitesse en sortie de fente et le signal d'alimentation de l'actionneur de jet synthétique sont enregistrés parallèlement. Les deux signaux sont ensuite décomposés en cycle d'actionnement et moyennés en synchronisation de phase pour obtenir l'évolution moyenne de la vitesse sur un cycle $U(\Phi)$. La vitesse maximale de soufflage U_{\max} est déduite puis corrigée en fonction du nombre de Stokes^{††} (II.48) de l'écoulement de jet synthétique afin de calculer la vitesse spatiale moyenne de soufflage du jet synthétique \hat{U}_j . Cette vitesse est ensuite utilisée pour calculer la vitesse moyenne pendant la phase de soufflage puis la quantité de mouvement injectée par l'actionneur \bar{I}_j par la relation (IV.6).

^{††} La correction apportée en fonction du nombre de Stokes est discutée plus précisément dans le paragraphe IV.2.4.

$$\bar{I}_j = \rho_j d l_j \frac{2}{T} \int_0^{T/2} (\hat{U}_j \sin(2\pi f_j t))^2 dt = \frac{\rho_j d l_f \bar{U}_j^2}{2} . \quad (\text{IV.6})$$

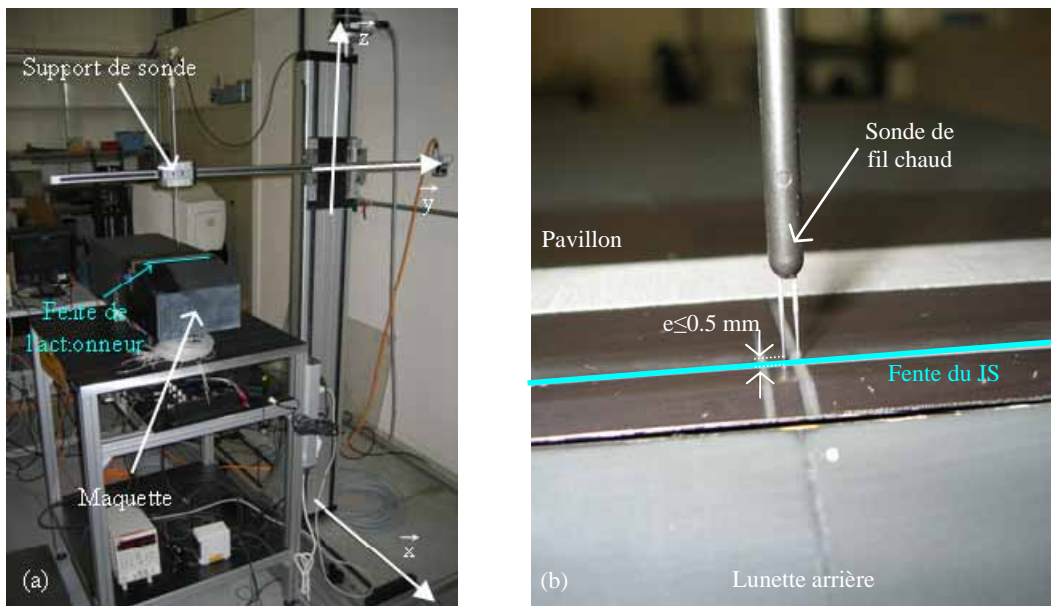


Figure IV.17 : Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur

La vitesse maximale de soufflage du jet synthétique est évaluée à partir de 1.28×10^5 échantillons de mesure relevés à la fréquence d'acquisition $f_c = 20$ kHz. La durée d'acquisition de la mesure est alors égale à $T_a = 6.4$ s.

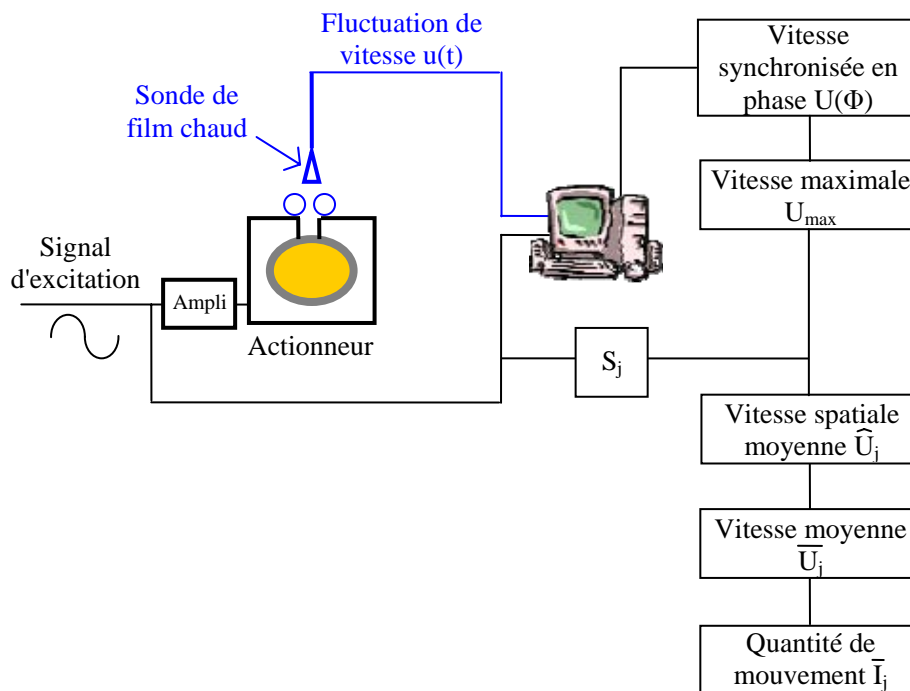


Figure IV.18 : Principe de post-traitement des résultats issus du fil chaud pour le calcul de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique

Lorsque le jet synthétique est placé dans l'écoulement aérodynamique, le coefficient de quantité de mouvement C_μ est défini par :

$$C_\mu = \frac{\bar{I}_J}{\frac{1}{2} \rho_\infty H_A l_A U_\infty^2} \quad (IV.7)$$

Les erreurs de mesures associées à cette technique sont à la fois systématiques et aléatoires [SMI-85]. Les premières limitent essentiellement l'énergie turbulente totale de l'écoulement mesurée. Les secondes sources d'erreurs sont entre autre liées à la sensibilité à la calibration ($\pm 7\%$), à la température de l'écoulement ($\pm 1\%$) et au glissement de la sensibilité pendant l'acquisition ($\pm 5\%$). L'incertitude globale dans la mesure des fluctuations de vitesse associée aux erreurs de mesures aléatoires est donc de l'ordre de 10%.

1.2.2.2.2. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement aérodynamique de sillage

Le fil chaud est pour ces essais étalonné entre 0 et 80 m.s⁻¹. Il est monté sur un mât profilé et motorisé suivant les trois axes afin d'être positionné dans le sillage de la maquette parallèlement à l'écoulement. Les mesures sont réalisées dans le plan médian de la maquette en quatre points du sillage : P_u , P_d , P_{W1} et P_{W2} (Figure IV.19, Table IV.2).

Le signal temporel est composé de 2.56×10^5 points de mesures acquis à la fréquence $f_c = 20$ kHz. Le calcul des densités spectrales de puissance est réalisé comme précédemment (IV.3) avec $N_b = 50$ blocs et un recouvrement de $R_b = 85\%$. La résolution fréquentielle est alors égale à $\Delta f = 6.4$ Hz. L'énergie turbulente E_k (IV.4) et l'intensité turbulente I_k (IV.5) sont calculées par intégration des DSP entre $[12.8, 5 \times 10^3]$ Hz.

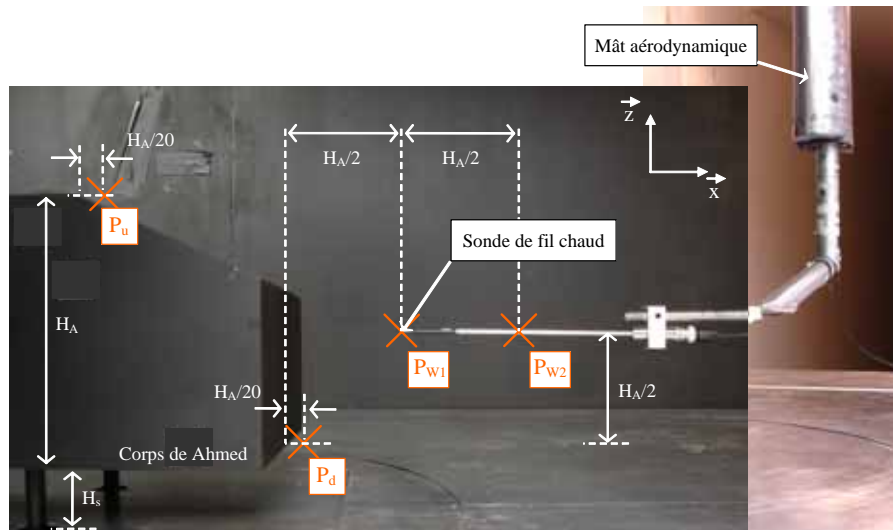


Figure IV.19 : Représentation des points de mesure au fil chaud dans le plan médian de la maquette et du mât aérodynamique utilisé comme support de sonde

Sonde	Position en x (m)	Position en z (m)
P_u	-0.150	0.202
P_d	0.010	0.000
P_{W1}	0.101	0.101
P_{W2}	0.202	0.101

Table IV.2 : Positions des mesures au fil chaud dans le sillage de la maquette

La présence du fil chaud dans l'écoulement pendant la mesure des efforts est discutée dans l'Annexe C.

1.3.Conclusion

Ce premier chapitre permet de décrire le montage expérimental et les différentes techniques de mesures utilisées dans la suite de cette étude pour caractériser la topologie de l'écoulement avec et sans contrôle. Ces techniques permettent une caractérisation stationnaire et instationnaire de l'écoulement dans le sillage et son impact sur la paroi.

La maquette représente un corps de Ahmed incliné à 25° pouvant accueillir un actionneur de jet synthétique bidimensionnel en position transversale. Les montages disponibles permettent soit d'évaluer l'influence de la largeur de la fente lorsque l'actionneur est positionné en fin de pavillon, soit pour une largeur de fente fixée d'évaluer l'influence de sa position par rapport au décollement naturel de l'écoulement. Par ailleurs, l'alimentation de l'actionneur pilote les performances du contrôle en terme de coefficient de quantité de mouvement et de fréquence réduite.

Compte tenue de la non linéarité du système, le chapitre suivant débute par la caractérisation de la réponse dynamique de l'actionneur au signal d'alimentation des membranes (§ IV.2.2). Cette étude permet de définir à priori les régimes de fonctionnement de l'actionneur pour le contrôle. Les propriétés temporelles (§ IV.2.3) puis spatiales (§ IV.2.4) de l'écoulement de jet synthétique de l'actionneur sont ensuite comparées aux résultats bibliographiques.

Chapitre IV.2 - Caractérisation de l'actionneur et de l'écoulement de jet synthétique

L'actionneur développé pour réaliser le contrôle sur la maquette est présenté et ses performances aérodynamiques sont caractérisées expérimentalement. La réponse dynamique au signal d'alimentation des membranes (fréquence et tension) est comparée au modèle réduit (LEM) de jet synthétique utilisé pour dimensionner l'actionneur. L'évolution temporelle et spatiale de l'écoulement de jet est comparé aux résultats bibliographiques et son régime de fonctionnement est validé dans la perspective du contrôle.

2.1. L'actionneur de jet synthétique développé

Le LEM (Lumped Element Modeling) est un outil de dimensionnement d'actionneur de jet synthétique développé par Gallas *et al.* [GAL-03]. Son principe est détaillé dans l'Annexe D. Il est utilisé ici pour dimensionner un actionneur bidimensionnel de jet synthétique intégrable sur une maquette aérodynamique de corps de Ahmed.

L'actionneur de jet synthétique est développé dans l'optique de répondre aux préconisations issues des résultats de simulation numérique (§ III.3.3). Les contraintes reposent sur la vitesse de soufflage maximale en sortie d'orifice U_{\max} d'environ 20 m.s^{-1} et sur l'encombrement de l'actionneur, actionneur 2D intégrable dans une maquette aérodynamique.

La solution retenue est de générer une pression acoustique fluctuante à l'intérieur d'une cavité parallélépipédique à l'aide de 10 membranes piézo-électriques de type PAC-FTBD_41T_1.0A (Figure IV.20). Les membranes sont alimentées deux à deux en symétrie par rapport à la cavité.

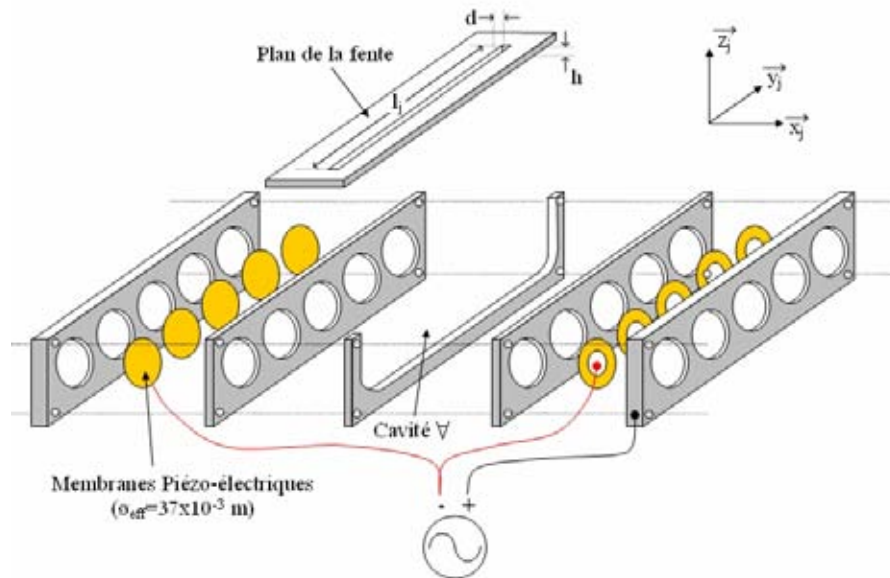


Figure IV.20 : Vue éclatée de l'actionneur de jet synthétique bidimensionnel utilisé pour la validation expérimentale dans la présente étude

Les dimensions du disque de laiton et de céramique fournies par le constructeur sont reportées dans la Table IV.3. La fréquence de résonance des membranes f_d est annoncée à 1000 ± 300 Hz. Le sens de polarisation des membranes n'est pas assuré et une tension d'alimentation limitée de $30 V_{pp}/mil^{§§}$ est préconisée par le fournisseur pour éviter la dépolarisation des membranes, soit une tension d'alimentation maximale A_0 d'amplitude de l'ordre de 50 V. Lorsque la fréquence d'excitation est supérieure au kHz, la charge de l'actionneur sur l'amplificateur limite la tension d'alimentation à 35 V.

Matériau	Diamètre ($\times 10^{-3}$ m)	Épaisseur ($\times 10^{-6}$ m)
Laiton	41 ± 0.01	0.1 ± 0.05
Céramique	25 ± 0.02	0.12 ± 0.05

Table IV.3 : Dimensions des disques piézo-électriques fournies par le constructeur

Chaque membrane est encastrée sur 2×10^{-3} m à la périphérie entre deux plaques autorisant un diamètre effectif de déplacement des membranes de 37×10^{-3} m (Figure IV.20). Le volume déplacé par les membranes dépend de leur fréquence de fonctionnement (Figure IV.21). Le LEM propose une estimation du volume déplacé maximum $\Delta \nabla$ d'environ 3.5×10^{-6} m³ à $f_j = 600$ Hz (fréquence naturelle des membranes encastrées) pour un volume ∇ de la cavité d'environ 18×10^{-6} m³.

Un dispositif de plaque amovible permet de faire varier les dimensions et la position de la fente sur la maquette (§ IV.1.1.2). La longueur l_j de la fente reste constante pour toutes les configurations, $l_j = 0.2$ m. Pour le montage "amont", l'épaisseur de la plaque amovible est égale à $h = 2.5$ mm et quatre largeurs de fente d sont conçues $d = 0.5, 1.0, 1.5$ et 2 mm. Les fréquences théoriques de résonance de Helmholtz f_h fournies par le LEM sont respectivement égales à 858, 1265, 1601 et 1904 Hz. Dans le cas du montage "aval", la fente mesure $d = 0.5$ mm de large et selon le LEM (Figure IV.22), l'augmentation de l'épaisseur ($h = 7$ mm) diminue légèrement les fréquences de résonance f_1 et f_2 , associées à f_d et $f_h = 772$ Hz.

§§ 1mil = 10^{-6} pouces = 25.4×10^{-6} m. Cette préconisation est référencée par rapport à l'épaisseur de la céramique piézoélectrique.

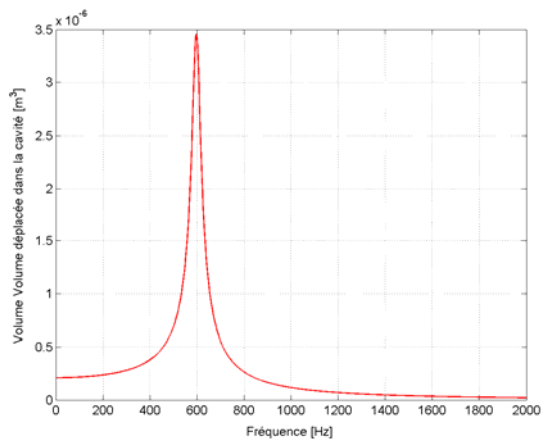


Figure IV.21 : Estimation à l'aide du LEM du volume déplacé dans la cavité en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j

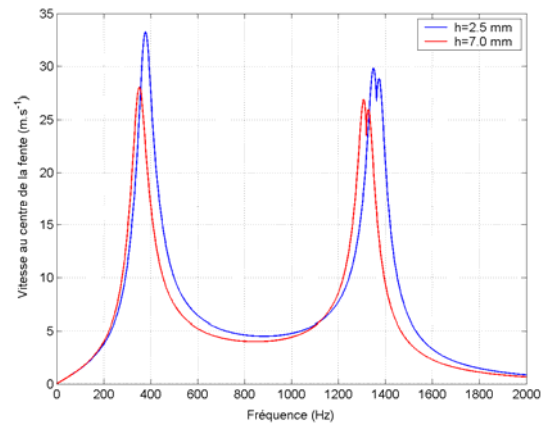


Figure IV.22 : Prédiction à l'aide du LEM de la vitesse au centre de l'orifice en fonction de la fréquence de travail des membranes pour $d=0.5$ mm, $h=2.5$ et 7.0 mm et $A_0=50$ V.

La Figure IV.22 présente la réponse dynamique prédite par le LEM de l'actionneur de jet synthétique. Cette réponse est caractérisée par des vitesses importantes, de l'ordre de 20 m.s^{-1} , pour deux fréquences distinctes, $f_1 \sim 400$ Hz et $f_2 \sim 1400$ Hz.

2.2. Caractérisation expérimentale de la réponse dynamique de l'actionneur

La réponse dynamique de l'actionneur est étudiée en fonction de la fréquence d'excitation f_j et de la tension d'alimentation A_0 des membranes. L'analyse est réalisée à l'aide de mesures au fil chaud de la vitesse maximale de soufflage du jet au centre de la fente (§ IV.1.2.2.2.1). Cette caractérisation permet de connaître et de quantifier les performances aérodynamiques de l'actionneur pour le contrôle.

2.2.1. Réponse dynamique de l'actionneur à la fréquence f_j

Le LEM prédit une évolution non linéaire de la vitesse de soufflage en sortie de fente en fonction de la fréquence f_j d'alimentation des membranes. L'évolution non linéaire est marquée par l'obtention de vitesses significatives pour deux fréquences particulières : $f_1 \sim 400$ Hz et $f_2 \sim 1.4$ kHz. L'évolution de la vitesse de soufflage U_{\max} au centre de la fente est ici relevée pour les moyennes fréquences ($0 < f_j \leq 700$ Hz et $A_0 = 50$ V, Figure IV.23). Les résultats obtenus sur les hautes fréquences ($1 \leq f_j \leq 2$ kHz $A_0 = 17.5$ V) sont analysés dans l'Annexe D. Les mesures sont répétées pour les trois largeurs de fente $d=0.5$, 1.0 et 1.5 mm.

Les résultats reportés sur la Figure IV.23.a montrent que l'évolution de la vitesse de soufflage U_{\max} est comparable pour les trois largeurs de fente :

- Pour $0 < f_j \leq 520$ Hz, les vitesses U_{\max} croient avec l'augmentation de la fréquence f_j .
- Un premier maximum est atteint pour f_j d'environ 520 Hz, puis un second pour $f_j = 650$ Hz.
- Au dessus de $f_j = 650$ Hz, les vitesses diminuent.

Le pic de vitesse identifié pour des fréquences comprises entre 500 et 600 Hz est associé à la première fréquence de résonance f_1 issue du LEM. Cette fréquence est la fréquence pour laquelle le volume déplacé

par les membranes est maximum (Figure IV.21). Les résultats expérimentaux montrent que le LEM sous-estime légèrement la valeur de cette fréquence puisqu'il la situe autour de 400 Hz.

A la fréquence de résonance des membranes ($f_j \sim 520$ Hz), l'amplitude des vitesses est du même ordre de grandeur pour les trois largeurs de fente et comprise entre 13 m.s^{-1} pour $d=1.0$ mm et 19 m.s^{-1} pour $d=1.5$ mm. Pour $d=0.5$ mm, la vitesse de soufflage est de l'ordre de 15 m.s^{-1} . Ces valeurs de vitesse sont inférieures aux prédictions du LEM, mais restent cependant du même ordre de grandeur. L'écart observé sur l'amplitude des vitesses provient de la condition d'encastrement idéal des membranes et des hypothèses sur l'écoulement à travers l'orifice associées au modèle analytique du LEM.

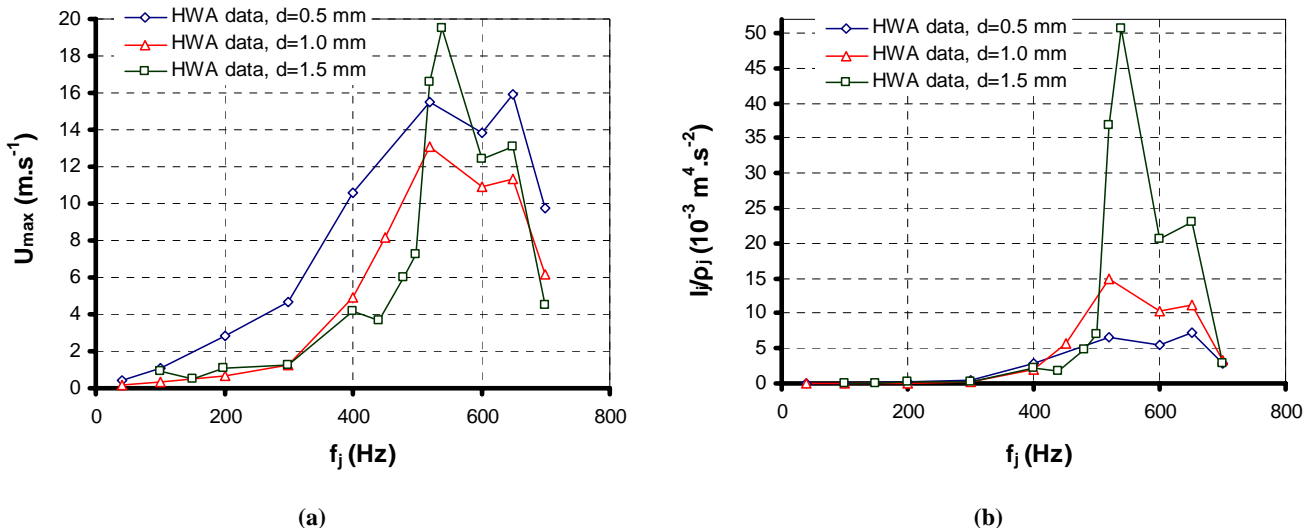


Figure IV.23 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{\max} mesurées expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j et de la largeur de la fente d ($d=0.5, 1.0$ et 1.5 mm, $A_0=50$ V)

De plus, alors que le LEM ne prédit qu'un pic de vitesse, les résultats expérimentaux mettent en évidence deux pics (Figure IV.23.a). L'apparition de ces deux pics est liée au fait que les membranes ne sont pas rigoureusement identiques. Leurs fréquences de résonance varient légèrement et des problèmes de phase apparaissent entre les dix membranes.

L'évolution de la quantité de mouvement I_j (IV.6) injectées par le jet synthétique en fonction de f_j est déduite des mesures de U_{\max} (Figure IV.23.b). Pour $0 \leq f_j \leq 400$ Hz, les valeurs de I_j sont du même ordre de grandeur pour les trois largeurs de fente. En revanche, pour les fréquences de travail supérieures, $400 \leq f_j \leq 700$ Hz, l'écart entre les valeurs de quantité de mouvement croît avec l'élargissement de la fente. La quantité de mouvement délivrée par les fentes de largeur $d=1.0$ et 1.5 mm est respectivement 3 et 10 fois plus importante que celle délivrée par la fente de largeur $d=0.5$ mm. Cette augmentation est liée à celle de la largeur de la fente mais également à celle du nombre de Stokes S_j qui pondère le calcul de la moyenne spatiale de la vitesse (§ IV.2.4). Par exemple pour $f_j=520$ Hz, l'augmentation de la largeur de la fente se traduit par une augmentation du nombre de Stokes de 7.3 à 22.1 et du rapport \bar{U}_j/U_{\max} de 0.74 à 0.94 (Figure II.37).

Par conséquent, la vitesse de soufflage maximale est obtenue avec les trois largeurs de fente pour une fréquence f_j proche de la fréquence de résonance f_d des membranes, à savoir $f_j=520$ Hz. La réponse fréquentielle de l'actionneur dans les hautes fréquences ($f_j \geq 1$ kHz) est détaillée dans l'Annexe D.

L'étude de la réponse dynamique à la fréquence d'excitation des membranes a permis d'identifier les deux pics de résonance de l'actionneur prédits par le LEM. La fréquence du premier pic reste fixe en fonction de la largeur de la fente d , $f_1=520$ Hz, car la fréquence f_d est gouvernée par les propriétés des membranes. La fréquence associée au second pic croît avec d , entre $f_2=1.5$ et 1.7 kHz, car la fréquence f_h dépend des dimensions géométriques de l'actionneur. Ces fréquences particulières d'obtention du pic de vitesses sont utilisées dans le paragraphe suivant pour examiner la réponse dynamique en tension de l'actionneur.

2.2.2. Réponse dynamique de l'actionneur à la tension A_0

L'influence de la tension d'alimentation A_0 sur la vitesse de soufflage U_{\max} en sortie de fente est caractérisée au fil chaud. Pour la fente de largeur $d=0.5$ mm. Les mesures sont réalisées pour les deux fréquences de résonance de l'actionneur, $f_j=f_1=520$ Hz et $f_j=f_2=1500$ Hz pour des tensions d'alimentation respectivement comprises entre $8 \leq A_0 \leq 50$ V et pour $8 \leq A_0 \leq 35$ V (Figure IV.24.a).

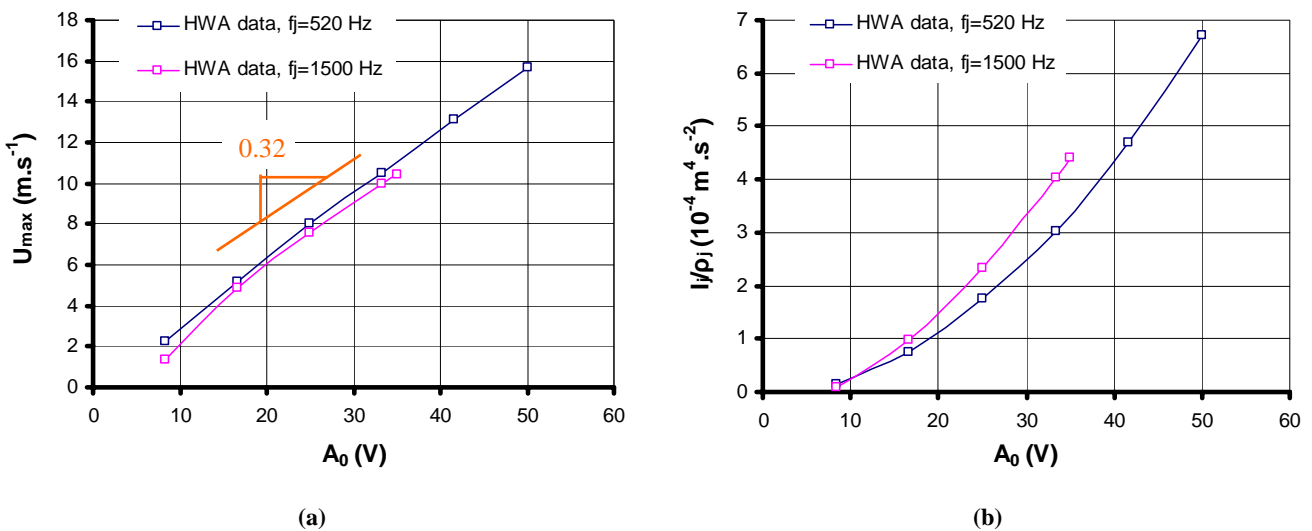


Figure IV.24 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{\max} mesurée expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la tension en entrée des membranes A_0 ($d=0.5$ mm, $f_j=520$ Hz et 1500 Hz)

Les résultats reportés sur la Figure IV.24.a montrent que la vitesse maximale U_{\max} de soufflage à la sortie de la fente croît linéairement avec l'augmentation de la tension A_0 . Cette évolution est cohérente avec la linéarité du LEM (D.3). Elle est directement liée au fait que la déformation des membranes est proportionnelle à la tension A_0 . La tension A_0 permet ainsi de piloter linéairement à fréquence (ou nombre de Stokes S_j) constante la vitesse de soufflage de l'actionneur***.

De plus, l'amplitude des vitesses est comparable pour les deux fréquences de résonance de l'actionneur. Le coefficient directeur de la droite d'interpolation de U_{\max} par la tension d'alimentation A_0 est égal à 0.32. Par la suite, les vitesses non mesurées sont évaluées par interpolation linéaire des mesures disponibles.

L'évolution de la quantité de mouvement I_j délivrée par le jet synthétique est calculée en fonction de la tension d'alimentation des membranes à partir de la vitesse U_{\max} (Figure IV.24.b). L'évolution linéaire de U_{\max} en fonction de A_0 se traduit par un accroissement parabolique de la quantité de mouvement I_j . De plus,

*** La bibliographie révèle des configurations d'actionneurs de jet synthétique pour lesquelles l'évolution de la vitesse de soufflage est toutefois non linéaire avec la tension d'alimentation [TIA-06].

l'augmentation du nombre de Stokes S_j (II.48) qui accompagne l'accroissement de la fréquence de travail f_j , entraîne pour une même tension d'alimentation une augmentation d'environ 30 % des valeurs de quantité de mouvement entre f_2 et f_1 . Pour le contrôle des écoulements, l'actionneur permet ainsi de délivrer, pour deux nombres de Strouhal St (II.8) différents, des gammes de C_u (IV.7) comparables.

L'évolution linéaire de la vitesse de soufflage en fonction de la tension d'alimentation est également validée expérimentalement pour la fente de largeur $d=1.0$ mm (§ D.2.2). L'ensemble des mesures de fil chaud sont reportés dans l'Annexe D.

L'étude de la réponse dynamique à la tension dynamique d'alimentation A_0 montre que pour les deux fréquences de résonance de l'actionneur f_1 et f_2 , l'évolution des vitesses est proportionnelle à la tension d'alimentation A_0 . Cette évolution linéaire se traduit par une évolution parabolique de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique.

2.3. Evolution temporelle de l'écoulement de jet synthétique seul

L'objectif de cette section est de caractériser l'écoulement à débit nul issu de l'actionneur et de vérifier qu'il s'agisse d'un jet synthétique (caractérisé par la formation d'un train de structures tourbillonnaires). Dans ce but, l'écoulement est visualisé par PIV synchronisée (§ IV.1.2.1.4) pour le montage M3u équipé de la fente de largeur $d=1.5$ mm. La tension d'alimentation des membranes A_0 est égale à 50 V et la fréquence d'excitation f_j à $f_1=540$ Hz (fréquence de résonance des membranes). Le nombre de Stokes S_j (II.48) de l'écoulement est égal à 22.6. Les résultats de fil chaud montrent que dans ces conditions la vitesse de soufflage du jet synthétique est de l'ordre de 19 m.s^{-1} . Le nombre de Reynolds Re basé sur d est égal à $Re=1900$. Le rapport $(Re/S_j^2)=3.7$, du même ordre de grandeur que la valeur seuil du critère de formation des structures tourbillonnaires (II.36), préfigure l'obtention d'un écoulement de jet synthétique.

Les mesures PIV sont réalisées dans les plans de symétrie $(O, \bar{x}_j, \bar{z}_j)$ de la fente pour huit phases angulaires Φ_i définie par :

$$\Phi_i = 45i, \quad i \in [1,8]. \quad (\text{IV.8})$$

Afin de vérifier la topologie de l'écoulement en sortie d'orifice, les cartographies de circulation Γ (IV.2) permettent de détecter la formation de structures tourbillonnaires et leur évolution en fonction de la phase $\Phi_{i,i \in [1,8]}$ (Figure IV.25).

Le cœur des structures tourbillonnaires est caractérisé par des pics de circulation dont l'amplitude est supérieure à $\Gamma=0.25$. La circulation est positive lorsque les structures tourbillonnaires tournent dans le sens trigonométrique et négative dans le sens horaire.

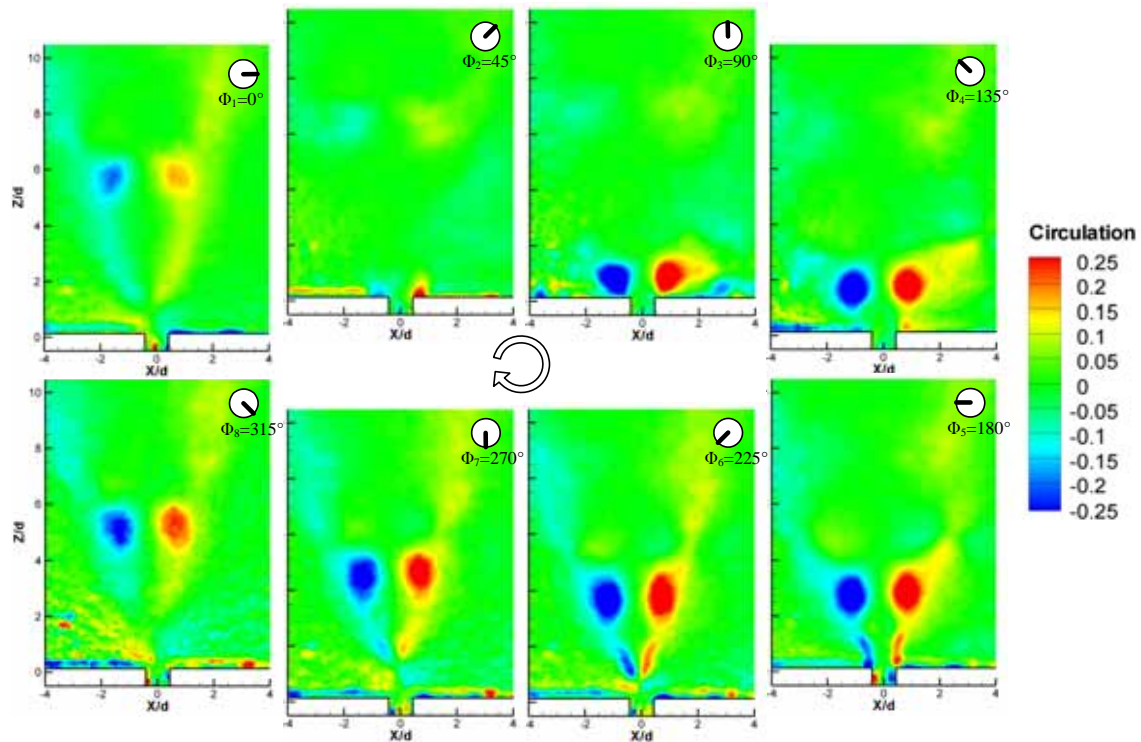


Figure IV.25 : Cartographies de circulation relevées en synchronisation de phase dans le plan longitudinal médian (O, \bar{x}, \bar{z}) (M3u, $d=1.5$ mm, $A_0=50$ V, $f_j=f_1=540$ Hz)

Les cartographies de circulation (Figure IV.25) montrent que l'écoulement généré par l'actionneur dans le domaine fluide extérieur est un écoulement de jet synthétique. Il est composé d'une paire de structures tourbillonnaires contrarotatives caractérisée par des maxima de circulation de signe opposé. La paire de structures tourbillonnaires se forme par décollement et enroulement des filets fluides à la sortie de la fente entre Φ_2 et Φ_3 (soufflage maximum) (Figure IV.25.b et c). Les structures grossissent puis se détachent en Φ_4 (Figure IV.25.d). Au cours de leur déplacement, les structures tourbillonnaires se dissipent, leur circulation diminue et s'annule en $\Phi_1=0^\circ$ (Figure IV.25.a) du cycle suivant. A cet instant, les structures tourbillonnaires sont positionnées à environ $z_j/d=6$.

Les positions successives des deux structures tourbillonnaires suivant les axes \bar{z}_j sont relevées pour chaque phase angulaire et sont reportées en fonction de la phase angulaire (Figure IV.26).

Les résultats reportés sur la Figure IV.26.a montrent que le développement de la paire de structure tourbillonnaire n'est pas réellement symétrique par rapport au plan de symétrie (O, \bar{y}, \bar{z}) de la fente. En effet, la paire de structures tourbillonnaires dévie légèrement dans le sens de \bar{x}_j négatif au cours de son déplacement dans le domaine fluide Ω_f . La déviation est liée au fait que la cassure entre l'intérieur et l'extérieur de la fente n'est pas identique de chaque côté. La paire est orientée dans le sens de la cassure qui est plus arrondie. Cependant, cette dissymétrie n'affecte pas le déplacement des structures tourbillonnaires suivant \bar{z}_j qui reste symétrique. Les positions occupées par les deux tourbillons sont comparables en fonction de la phase angulaire (Figure IV.26.b).

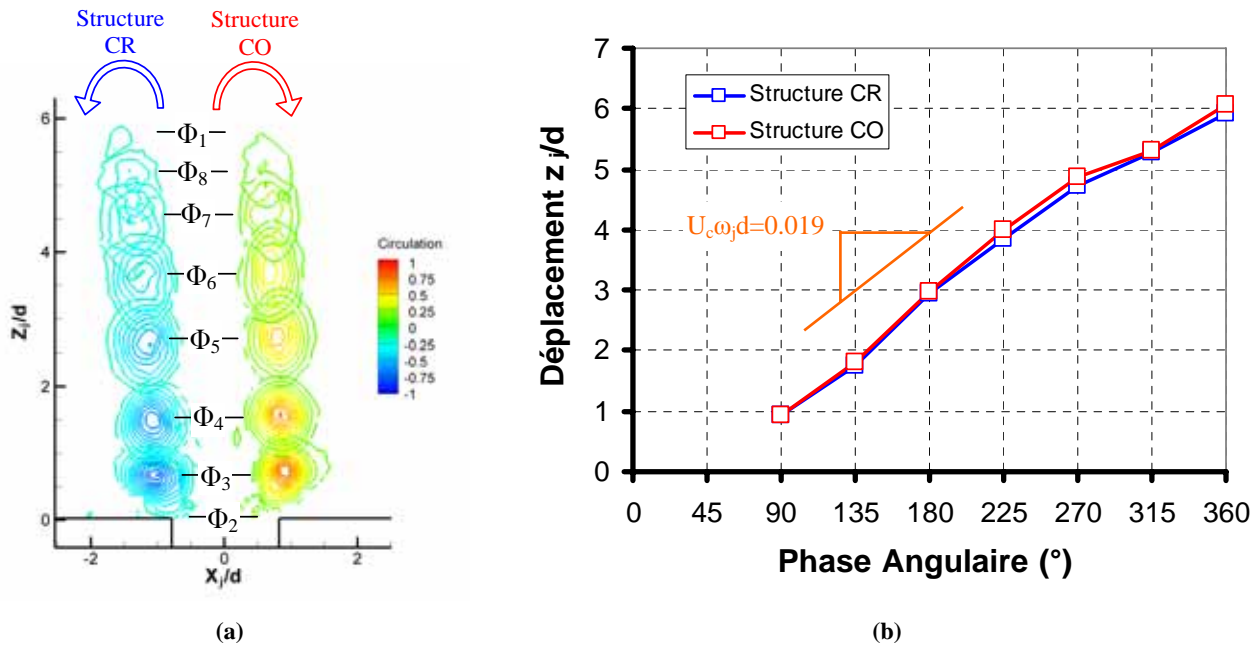


Figure IV.26 : (a) Visualisation du centre des structures tourbillonnaires à l'aide des iso-contours de circulation Γ et (b) évolution de la position suivant \bar{z}_j en fonction de la phase angulaire

Les résultats suggèrent de plus que le déplacement de la paire est linéaire en fonction du temps avec une vitesse d'advection U_c (II.41) du tore, évaluée à partir du coefficient directeur de la droite d'interpolation, de l'ordre de $U_c = 5.4 \text{ m.s}^{-1}$. Il serait toutefois nécessaire de disposer d'une discrétisation temporelle plus fine pour confirmer ce résultat et le comparer à ceux de Smith *et al.* ([SMI-98], Figure II.30).

La vitesse d'advection U_c de la paire de structures tourbillonnaires est inférieure à la vitesse de soufflage U_{\max} de 19 m.s^{-1} mesurée dans ces conditions d'expérience. Smith *et al.* [SMI-98] constatent que la vitesse U_c est dans le champ proche du même ordre de grandeur que la vitesse temporelle moyenne U_O (II.29). Afin de vérifier ce résultat, l'évolution de la vitesse au centre de la fente est maintenant analysée en fonction de la phase angulaire (Figure IV.27). Cette analyse est de plus l'occasion de comparer les mesures de fil chaud et de PIV.

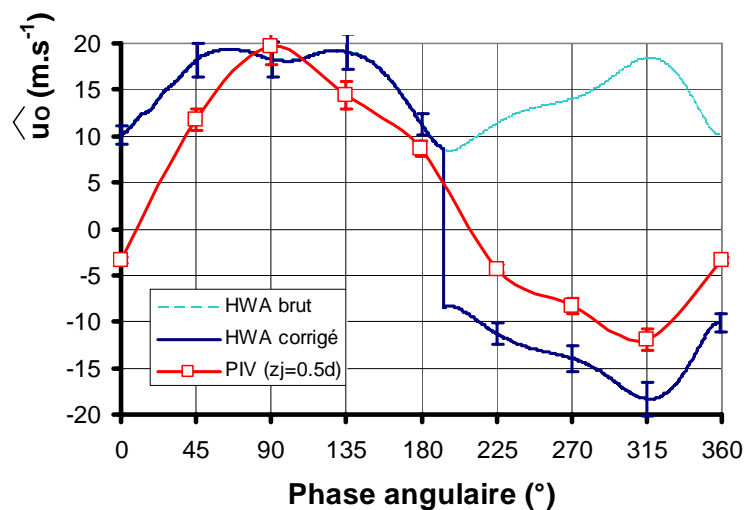


Figure IV.27 : Comparaison des mesures de vitesse en sortie d'orifice par PIV et par fil chaud (HWA) en fonction de la phase angulaire du jet synthétique

La comparaison des résultats est réalisée en redressant la mesure de fil chaud. Pour cela, la phase d'aspiration est tout d'abord identifiée à partir des minima locaux relevés pour $\Phi_d=193^\circ$ et $\Phi_r=360^\circ$ puis le signe des vitesses mesurées sur cette phase est inversée (Figure IV.27).

Les résultats reportés sur la Figure IV.27 montrent tout d'abord que les deux techniques de mesures offrent une évolution temporelle de la vitesse du jet synthétique en sortie de fente $\bar{u}_o(\Phi)$ et une durée des phases d'aspiration et de soufflage comparable. Avec les mesures au fil chaud, la phase de soufflage se situe entre $\Phi=0^\circ$ et 193° et entre environ $\Phi=10^\circ$ et 200° avec la PIV (et réciproquement pour la phase d'aspiration). Le déphasage observé entre les deux méthodes est inférieur à la résolution temporelle du système de mesure PIV qui limite ici la comparaison (§ IV.1.2.1.4).

Par ailleurs, la comparaison des résultats indique que l'anémométrie au fil chaud surestime (en valeur absolue) les vitesses de l'écoulement. En effet, pendant la phase de soufflage, les vitesses restent supérieures à 10 m.s^{-1} tandis qu'elles évoluent entre 0 et 19 m.s^{-1} avec la PIV (Figure IV.27). Pendant la phase d'aspiration, un delta constant de vitesse de l'ordre de 5 m.s^{-1} est également observé. La surestimation des mesures obtenues avec le fil chaud est sans doute liée au fait que la technique de mesure est intrusive. La présence du fil et de son support réduisent la section du jet qui se traduit à débit constant par un accroissement local des vitesses.

Cependant, les deux techniques de mesure proposent une évaluation de la vitesse de soufflage maximum U_{\max} comparable, proche de 19 m.s^{-1} à $\Phi_3=90^\circ$ (Figure IV.27). Cette observation permet donc de justifier le calcul de la quantité de mouvement I_j à partir des mesures de fil chaud (§ IV.2.4).

Enfin, l'intégration des mesures de vitesses PIV au cours de la phase de soufflage propose une valeur de vitesse moyenne U_o (II.29) de l'ordre de 5.0 m.s^{-1} et à une longueur de pénétration L_o/d (II.31) de l'ordre de 6.7. Ces résultats corroborent une partie des résultats avancés par Smith *et al.* [SMI-98] (§ II.3.3.1) :

- La vitesse U_o est égale à la vitesse d'advection $U_c=5.4 \text{ m.s}^{-1}$ (Figure IV.26.b) des structures tourbillonnaires.
- La longueur de pénétration L_o représente la distance parcourue par les structures tourbillonnaires au cours d'un cycle de jet synthétique. Les cartographies de circulation montrent que la longueur de pénétration est de l'ordre de $6d$ (Figure IV.26.a).

2.4. Distribution spatiale de l'écoulement de jet synthétique

L'évolution spatiale du profil de vitesse est directement liée au nombre de Stokes S_j (II.48) de l'actionneur (§ II.3.4.1). La dépendance du rapport entre la moyenne spatiale du profil de vitesse \bar{U}_j et la vitesse maximale au centre de la fente U_{\max} en fonction du nombre de Stokes S_j (II.49) est ici vérifiée expérimentalement.

Pour cela, les profils de vitesse suivant \bar{x}_j sont relevés au fil chaud pour trois largeurs de fente, $d=0.5, 1.0$ et 1.5 mm au moment du soufflage maximum. Les nombres de Stokes associés sont respectivement égaux à

$S_j=6.0$, 12.1 et 18.1 (Figure IV.28). Ces valeurs sont obtenues pour une fréquence de travail des membranes égale à $f_j=350$ Hz.

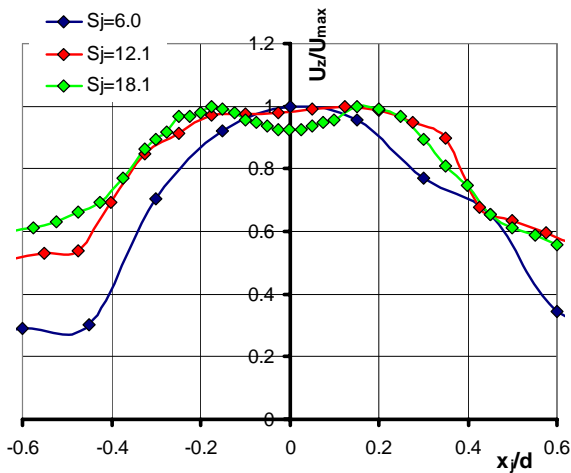


Figure IV.28 : Profils de vitesse relevés à la sortie de la fente au moment du soufflage maximum (Φ_1) en fonction du nombre de Stokes S_j ($f_j=350$ Hz, $d=0.5, 1.0, 1.5$ mm)

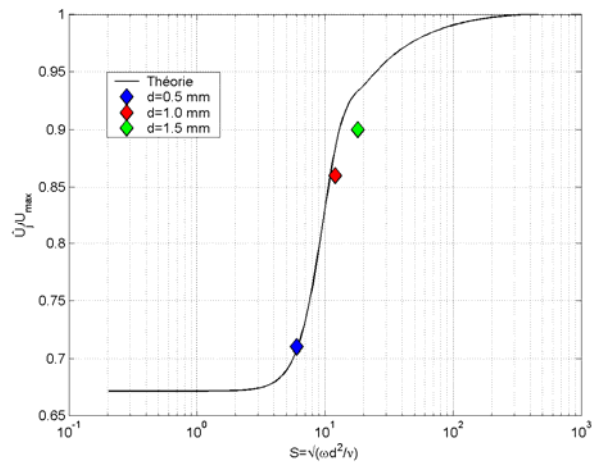


Figure IV.29 : Comparaison théorique [GAL-03] & expérimentale du rapport \hat{U}_j/U_{\max} en fonction du nombre de Stokes S_j ($S_j=6.0, 12.1$ et 18.1)

L'évolution des profils de vitesse (Figure IV.28) montrent que l'augmentation du nombre de Stokes engendre un élargissement des profils :

- Pour $S_j=6.0$, le profil de vitesse est parabolique avec un maximum au centre de la fente.
- Pour $S_j=12.1$, les vitesses sont maximales et uniformes sur une bande de largeur $0.4d$ centrée.
- Pour $S_j=18.1$, le profil de vitesse a la forme d'un créneau biseauté avec l'apparition d'épaules correspondant aux extrema de vitesse.

L'évolution de la forme des profils avec l'augmentation du S_j correspond bien à celle observée dans la bibliographie, qui montre que l'élargissement du profil puis des épaules sont liés à une diminution de l'épaisseur des couches limites sur les parois du conduit. Cette évolution est généralisée par le biais d'une expression analytique reliant le rapport \bar{U}_j/U_{\max} au nombre de Stokes S_j (II.49) [GAL-05].

Afin de valider la relation (II.49) permettant de calculer la quantité de mouvement I_j (IV.6) injectée par le jet synthétique à partir de la mesure de la vitesse au centre de la fente, le rapport \bar{U}_j/U_{\max} est calculé puis comparé pour les trois nombres de Stokes, $S_j=6.0, 12.1$ et 18.1 (Figure II.37). La comparaison met en évidence une bonne corrélation des résultats expérimentaux et de la courbe théorique pour notre actionneur. En effet, un écart maximal de l'ordre de $\Delta(\bar{U}_j/U_{\max}) = 0.03$ est obtenu pour $S_j=18.1$.

Par conséquent, la cohérence obtenue entre les résultats expérimentaux et théoriques permet de valider la correction apportée sur le calcul de la quantité de mouvement \bar{I}_j à partir de la mesure de la vitesse U_{\max} en fonction du nombre de Stokes.

2.5. Conclusion de la caractérisation du jet synthétique seul

L'actionneur développé pour le contrôle est présenté et ses performances aérodynamiques sont caractérisées expérimentalement. La réponse dynamique au signal d'alimentation des membranes (fréquence et tension) est comparée au modèle réduit (LEM) de jet synthétique utilisé pour dimensionner l'actionneur. L'actionneur fournit des vitesses de soufflage maximales autour des fréquences de résonance de la cavité ($f_1=520$ Hz) et des membranes ($1.5 \leq f_2 \leq 1.7$ kHz). A ces fréquences, l'amplitude de la vitesse de soufflage au centre de la fente croît linéairement avec la tension d'alimentation. Elle est maximale et comprise entre 14 et 19 m.s⁻¹ en fonction de la largeur de la fente (resp. 0.5 à 1.5 mm). En terme de vitesse de soufflage (et donc de quantité de mouvement), l'actionneur répond aux besoins identifiés par voie numérique (§ III.3.3), mais à des fréquences cinq ou quinze fois plus importantes. Cette différence est liée au choix de la technologie piézo-électrique.

L'évolution temporelle de l'écoulement à la sortie de la fente montre un comportement de type jet synthétique avec formation et éjection périodique de structures tourbillonnaires (§ IV.2.3). Ses propriétés dans le plan transversal (vitesse d'advection de la paire de tourbillons et longueur de pénétration du jet) sont en adéquation avec les résultats bibliographiques.

La caractérisation du profil de vitesse à la sortie de la fente justifie la prise en compte du coefficient correcteur dépendant du nombre de Stokes dans le calcul de la quantité de mouvement injectée (§ IV.2.4).

Chapitre IV.3 - Caractérisation de l'écoulement sans contrôle

L'écoulement aérodynamique en aval de la maquette est décrit sans contrôle. La topologie moyenne des principales structures tourbillonnaires qui composent le sillage, est examinée en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement incident : bulbe décollé sur la lunette arrière, structure torique en appui sur le culot et structures longitudinales sur les arêtes de lunette arrière. Une analyse spectrale de l'écoulement complète la caractérisation de la dynamique instationnaire de l'écoulement de sillage.

Commençons l'étude par la caractérisation du bulbe décollé D.

3.1. Caractérisation du bulbe décollé de lunette arrière

Les visualisations pariétales sur la lunette arrière (Σ_2) sont tout d'abord présentées pour deux nombres de Reynolds afin d'identifier la longueur du bulbe décollé D. Les résultats PIV et les relevés de pression statique servent ensuite à caractériser l'écoulement moyen et son impact à la surface de la maquette. Enfin, les mesures de microphones et de fil chaud permettent de caractériser l'activité spectrale de l'écoulement liée au battement du bulbe décollé dans le sillage.

3.1.1. Visualisation pariétale sur la lunette arrière

Les visualisations pariétales fournissent un aperçu qualitatif de la topologie de l'écoulement et du développement des structures tourbillonnaires dans le sillage de la maquette. Pour des raisons pratiques, l'utilisation de cette technique de mesure se limite dans notre cas à la lunette arrière (Σ_2) sur laquelle le bulbe décollé D et les structures tourbillonnaires longitudinales laissent une trace caractéristique (§ III.3.1.1.2).

Les visualisations pariétales sont tout d'abord réalisées avec l'actionneur M1u (amont, $d=0.5$ mm, Table IV.1) pour deux nombres de Reynolds (II.7), basé sur la longueur de la maquette $L_A=0.73$ m, égaux à 1.2×10^6 ($U_\infty=25$ m.s⁻¹, Figure IV.30.a) et 1.9×10^6 ($U_\infty=40$ m.s⁻¹, Figure IV.30.b). Par symétrie de

l'écoulement par rapport au plan longitudinal médian, les visualisations pariétales sont représentées uniquement sur la moitié droite de Σ_2 (vue de derrière).

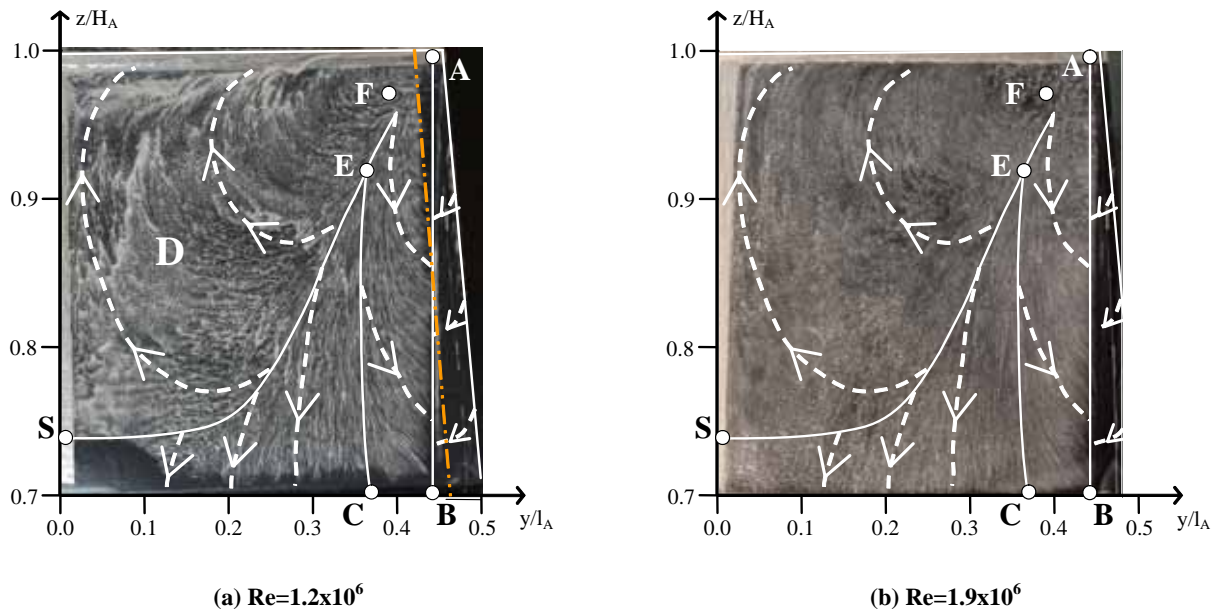


Figure IV.30 : Visualisation pariétale sur la lunette arrière pour (a) $Re=1.2 \times 10^6$ et (b) $Re=1.9 \times 10^6$. Le segment de coordonnée $y/l_A=0.46$ associé aux sondes de pression statique situées sur l'arête de la lunette arrière est reporté en orange

L'interprétation détaillée des lignes de frottement réalisée au cours de l'étude numérique a permis d'identifier les lignes et points singuliers caractéristiques de l'écoulement pariétal de lunette arrière inclinée à 25° , de les comparer aux résultats expérimentaux et de valider l'utilisation du code de calcul (§ III.2.1).

L'objectif ici est de vérifier que pour les nombres de Reynolds supérieurs à 10^4 , la topologie de l'écoulement évolue peu en fonction du nombre de Reynolds [KRA-05a]. Les visualisations obtenues pour les deux nombres de Reynolds, $Re=1.2 \times 10^6$ et 1.9×10^6 montrent que les filets fluides issus des flans de la maquette décollent le long de l'arête latérale (Figure IV.30), s'enroulent dans les structures longitudinales et recollent sur Σ_2 selon la ligne d'attachement (FC). Une partie du fluide issu de la ligne (FC) se dirige en direction de l'arête latérale et décolle à nouveau le long de la ligne de séparation (AB) pour former une structure tourbillonnaire longitudinale secondaire [SPO-02]. Les filets fluides issus du pavillon décollent sur le haut de Σ_2 , s'enroulent dans le bulbe décollé D et impactent Σ_2 selon la ligne d'attachement (FS). Une partie du fluide issu de la ligne (FS) circule vers l'amont, s'enroule et alimente l'écoulement de proche paroi sous la zone décollée D. L'enroulement de l'écoulement sous la zone décollée D s'effectue autour d'un foyer d'émission F. L'autre partie de fluide issu de (FS) s'écoule vers le bas de Σ_2 et reste attachée à la paroi^{†††}.

L'identification du point selle S dans le plan médian en $z/H_A=0.74$ (Figure IV.30), indique que la longueur l_D du bulbe décollé D est la même pour les deux nombres de Reynolds. Cette structure tourbillonnaire se développe alors sur environ 86% de la longueur de la lunette arrière l_2 . Les points caractéristiques des lignes d'attachement B et C restent de la même manière invariants avec le Reynolds, respectivement positionnés en

^{†††} Le segment correspondant à l'intersection entre le plan d'abscisse réduite $y/l_A=0.46$ et la lunette arrière est reporté sur la Figure IV.30. Ce segment coupe à la fois la structure tourbillonnaire longitudinale pour $z/H_A \leq 0.95$ et le bulbe décollé D pour $z/H_A \geq 0.95$. Les prises de pression statique positionnées sur ce segment sont utilisées dans le § 3.3.3 pour caractériser le développement de la structure tourbillonnaire longitudinale.

$y/l_A=0.44$ et $y/l_A=0.36$. Le nombre de Reynolds ne modifie ni le développement, ni la longueur de la zone de recirculation D.

Des visualisations pariétales sont également réalisées pour deux autres positions de la fente sur la maquette : M1d (aval, $g=2$ mm, $d=5$ mm, Table IV.1) et M2d (aval, $g=4$ mm, $d=5$ mm, Table IV.1). Les visualisations obtenues avec un nombre de Reynolds de l'écoulement égal à $Re=1.2 \times 10^6$ sont respectivement reportées Figure IV.31.a et b.

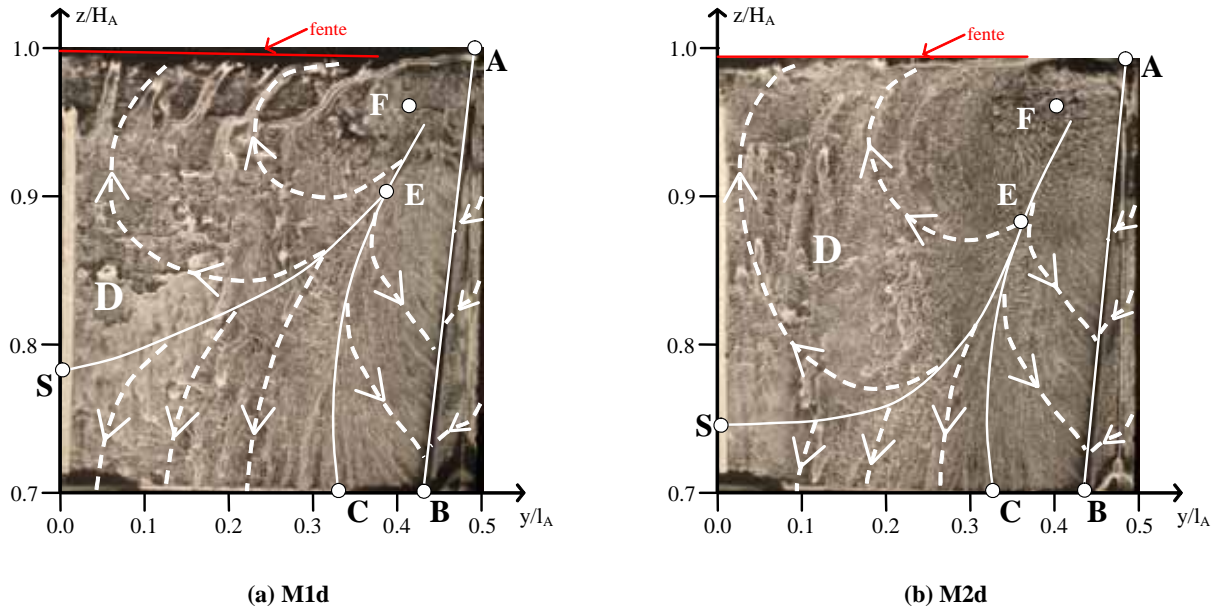


Figure IV.31 : Visualisation pariétale relevée sur la moitié droite de la lunette arrière en fonction de la position de la fente de l'actionneur : (a) M1d et (b) M2d. ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les visualisations pariétales obtenues lorsque la fente est placée sur Σ_2 (M1d, Figure IV.31.a et M2d, Figure IV.31.b) montrent que la position de la fente n'a pas d'influence sur la topologie de l'écoulement. Les lignes d'attachement (FS) et (FC) qui caractérisent respectivement le développement du bulbe décollé D et la structure tourbillonnaire longitudinale T_1 sont retrouvées.

Cependant, un déplacement du point selle S et de toute la ligne d'attachement (FS) vers le haut de Σ_2 relevé dans le cas du montage M1d met en évidence une réduction significative de la longueur du bulbe décollé D. Le point S est avec ce montage approximativement positionné en $z/H_A=0.78$ et la structure D se développe alors sur environ $l_D=0.73l_2$. Avec le montage M2d, les caractéristiques du bulbe décollé sont comparables à celles obtenues lorsque la fente est positionnée en amont, avec particulièrement une longueur de bulbe $l_D=0.86l_2$.

Les résultats qualitatifs présentés ici permettent de retrouver la topologie caractéristique de l'écoulement de proche paroi lorsque la lunette est inclinée à 25° . Le bulbe décollé D gouverne l'écoulement sur une bande de largeur $3l_A/4$ centrée sur le plan longitudinal médian de la maquette tandis que les structures tourbillonnaires se développent le long des arêtes latérales de Σ_2 . Pour un montage donné, la longueur du bulbe décollé D n'évolue pas en fonction du Reynolds Elle est dans le plan médian de l'ordre de $l_D=0.86l_2$ pour la majorité des montages. Cependant, une réduction du bulbe décollé est mise en évidence avec le montage M1d. Sa longueur est alors de l'ordre de $l_D=0.73l_2$. Les mesures quantitatives de l'écoulement à

hauteur de Σ_2 sont utilisées dans la suite pour compléter la caractérisation de cette structure tourbillonnaire et préciser les conséquences de la réduction de sa longueur.

3.1.2. Spécification stationnaire du bulbe décollé

Dans cette partie, la caractérisation stationnaire du bulbe décollé D est approfondie quantitativement à partir des mesures PIV et de pression statique.

3.1.2.1. Profils de vitesse longitudinale

Le bulbe décollé D est tout d'abord caractérisé à l'aide des profils verticaux de vitesse longitudinale U_x issus des mesures PIV dans le plan longitudinal médian (2) (§ IV.1.2.1.4). Les profils de vitesse longitudinale sont comparés pour différentes configurations de montage de l'actionneur sur la maquette : M0u, M1u, M3u, M1d et M2d (Table IV.1) à nombre de Reynolds constant, $Re=1.2 \times 10^6$ (Figure IV.32). Les épaisseurs de couche limite δ sont données dans la Table IV.4 pour cinq profils de vitesse à $x/H_A = (1) -0.63$, (2) -0.50 , (3) -0.36 , (4) -0.22 , (5) -0.08 . La moyenne et l'écart-type de δ complètent ce tableau.

δ ($x10^{-3}$ m)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
M0u	7	17	27	38	47
M1u	6	15	27	38	47
M3u	6	15	25	35	41
M1d	7	15	22	32	41
M2d	6	15	25	39	44
Moyenne	6	16	25	35	44
Ecart type	1.0	1.0	2.1	2.4	3.2

Table IV.4 : Récapitulatif des épaisseurs de couche limite δ en fonction de la configuration de montage de l'actionneur sur la maquette

Pour l'ensemble des configurations de montage de l'actionneur sur la maquette, le développement du bulbe décollé D est caractérisé par une augmentation de l'épaisseur de couche limite δ sur toute la longueur de la lunette arrière. L'épaisseur moyenne de couche limite est de l'ordre de $\delta_1=6 \times 10^{-3}$ m sur le haut de Σ_2 , en $x/H_A=-0.63$, de $\delta_3=25 \times 10^{-3}$ m en $x/H_A=-0.36$, et de l'ordre de $\delta_5=44 \times 10^{-3}$ m sur le bas de Σ_2 , en $x/H_A=-0.08$ (Table IV.4). L'écart-type des épaisseurs de couche limite entre les différents montages est faible, de l'ordre de 1.0×10^{-3} m en $x/H_A=-0.63$, 2.1×10^{-3} m en $x/H_A=-0.36$ et 3.2×10^{-3} m en $x/H_A=-0.008$. Il représente une variation maximale des épaisseurs de couche limite de l'ordre du pas en espace entre deux points de mesure PIV, soit 3.0×10^{-3} m (Table IV.4).

De plus, la comparaison des profils de vitesse U_x entre les différentes configurations de montage met en évidence une bonne similitude de la forme des profils (Figure IV.32). Un écart maximum inférieur à 9%, soit 2 m.s^{-1} , est obtenu entre les montages M1u, M3u et M2d et le montage M0u pris comme référence. Cette valeur est de l'ordre de grandeur de l'incertitude liée à la technique de mesure de la vitesse (§ IV.1.2.1.4).

Les profils relevés avec le montage M1d se démarquent toutefois des autres profils par un accroissement des vitesses longitudinales en proche paroi sur la seconde moitié de Σ_2 (Figure IV.32). L'augmentation de la vitesse U_x engendre une croissance et un changement de signe du gradient de vitesse normal à la paroi. Cette évolution des profils de vitesse caractérise le déplacement du nœud d'attachement S des filets fluides vers le

haut de Σ_2 et la réduction de la longueur du bulbe décollé D observée sur les visualisations pariétales (Figure IV.31.a).

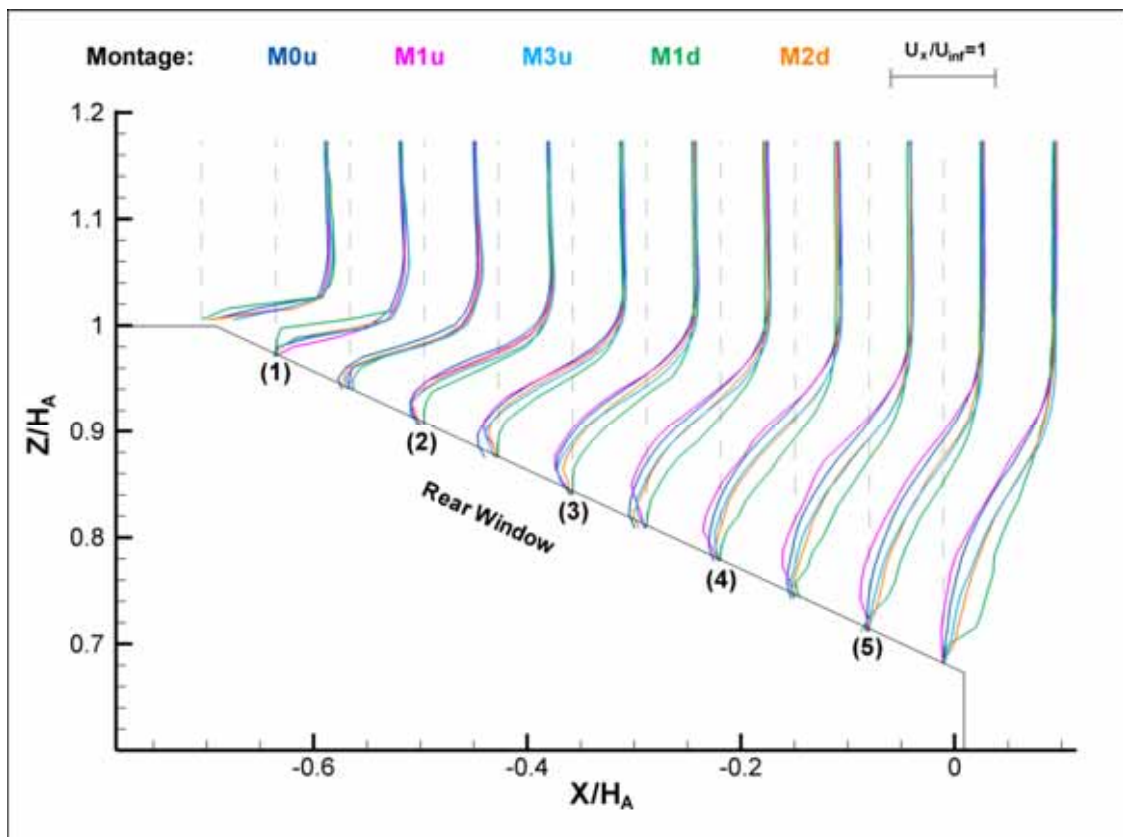


Figure IV.32 : Profils verticaux de vitesse longitudinale pour différentes configuration de montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les profils de vitesses longitudinales U_x montrent que les épaisseurs de couches limites mesurées dans le bulbe de recirculation sont comparables pour l'ensemble des configurations de montage et cela même quand le bulbe est plus court. Toutefois, la réduction de la longueur du bulbe décollé D observée avec le montage M1d se traduit par un accroissement de la vitesse longitudinale en proche paroi sur le bas de Σ_2 .

Les distributions de C_p relevées sur la lunette arrière complètent la caractérisation du bulbe décollé D et explicitent l'influence sur les efforts de pression de la longueur du bulbe décollé.

3.1.2.2. Distribution de pression statique

Les distributions de C_p sont tout d'abord présentées sur la moitié gauche de Σ_2 (vue de l'arrière) pour deux nombres de Reynolds, $Re=1.2 \times 10^6$ (Figure IV.33.a) et 1.9×10^6 (Figure IV.33.b) dans le cas du montage M2u (amont, $d=1.0$ mm, Table IV.1).

Les pressions statiques relevées sur Σ_2 montrent que les distributions de C_p sont comparables lorsque le nombre de Reynolds augmente (Figure IV.33.a et b). Ils mettent en évidence la contribution du bulbe décollé D au centre, sur une bande de largeur $3l_A/4$, et de la structure longitudinale T_2 le long de l'arête latérale gauche de la lunette arrière. Ces distributions de C_p sont comparables à celles obtenues avec les simulations numériques (Figure III.54.a).

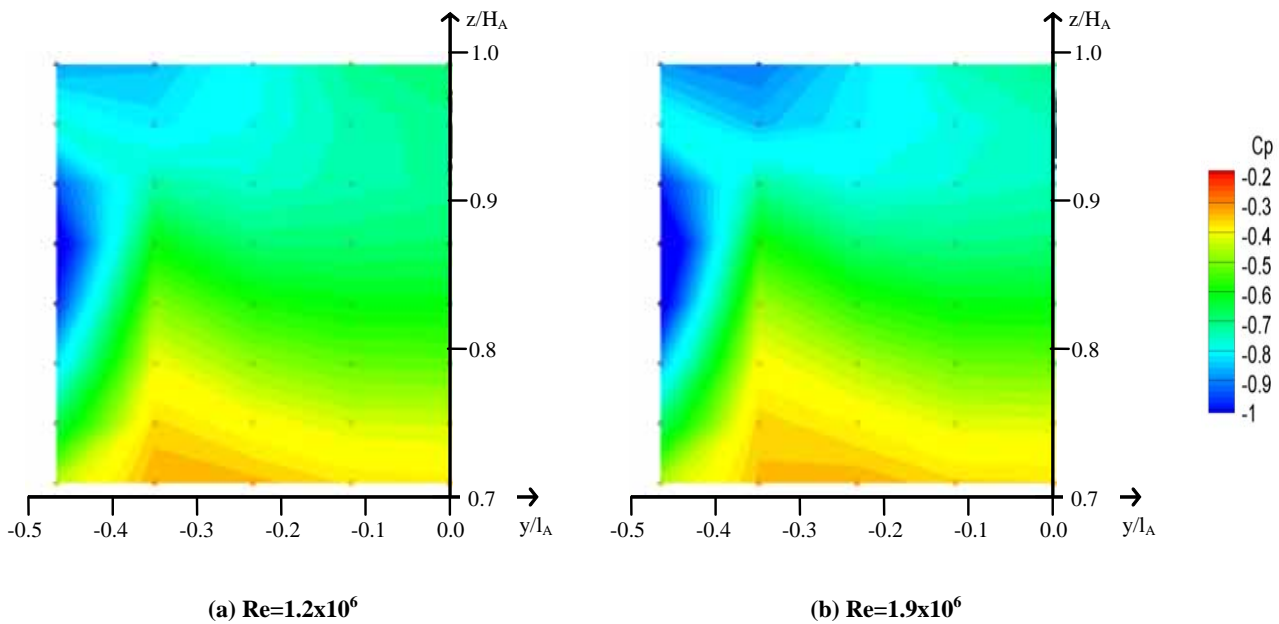


Figure IV.33 : Distributions de coefficient de pression statique C_p sur la moitié gauche de la lunette arrière pour (a) $Re=1.2 \times 10^6$ et (b) $Re=1.9 \times 10^6$ avec la configuration M2u (amont, $d=1.0$ mm)

Les distributions de C_p relevées dans le plan longitudinal médian sont dans la suite utilisée pour approfondir la contribution sur l'effort aérodynamique de traînée du bulbe décollé en fonction du nombre de Reynolds puis du montage.

3.1.2.2.1. En fonction du nombre de Reynolds

L'évolution des distributions de C_p dans le plan longitudinal médian est ici étudiée en fonction du nombre de Reynolds, sur une gamme comprise entre $Re=2.4 \times 10^5$ et 2.4×10^6 . Les résultats présentés sont obtenus avec le montage M1u (amont, $d=0.5$ mm) de l'actionneur sur la maquette (Figure IV.34).

Bien que le coefficient de pression statique C_p (III.19) soit un nombre adimensionné permettant de faire abstraction des conditions expérimentales, les résultats mettent en évidence une influence relative du nombre de Reynolds sur les distributions de C_p (Figure IV.34).

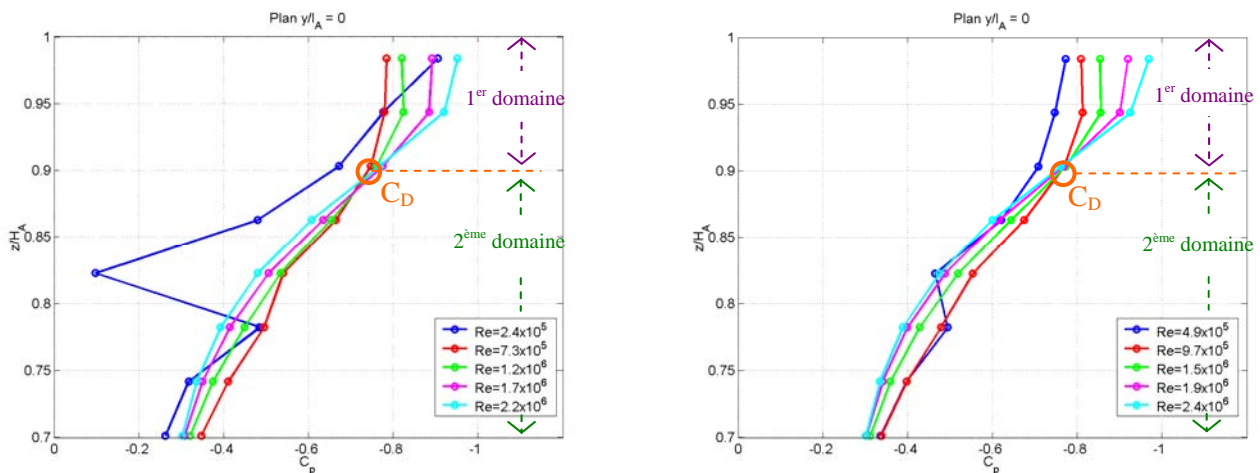


Figure IV.34 : Distributions de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière en fonction du nombre de Reynolds (montage M1u : amont, $d=0.5$ mm)

A bas nombre de Reynolds, $Re \leq 10^6$, des variations importantes de C_p sont observées entre les points de mesure dans le plan longitudinal médian (Figure IV.34). L'existence de ces fluctuations suggère qu'en

dessous d'un nombre de "Reynolds critique", l'écoulement aérodynamique n'est pas établi ou encore que les mesures ne sont pas correctement convergées. Ce nombre de Reynolds critique, de l'ordre de 10^6 , est une constante qui ressort avec l'ensemble des mesures, stationnaires et instationnaires, réalisées au cours de ce travail expérimental.

Lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est supérieur à 10^6 , les distributions de C_p s'organisent systématiquement dans le plan médian de la lunette arrière en deux domaines (Figure IV.34) :

- Un "premier domaine", $z/H_A \geq 0.90$, est caractérisé par des valeurs de pression statique quasiment constantes. Ce "plateau" de C_p explicite le décollement géométrique de l'écoulement sur le haut de la lunette arrière.
- Un "second domaine", $0.70 < z/H_A < 0.90$, sur lequel les valeurs de C_p croient continûment entre $C_p = -0.73$ en $z/H_A = 0.90$ et $C_p = -0.30$ de $z/H_A = 0.70$.

La décomposition des profils de C_p en deux domaines est également obtenue numériquement (§ III.3.2.1.5). L'intersection de ces deux domaines, $z/H_A = 0.90$, est un point particulier, noté C_D , pour lequel les valeurs de C_p restent constantes et égales à $C_p = -0.73$ quelque soit le nombre de Reynolds. La position du point C peut certainement être reliée à la longueur du bulbe décollé D qui reste également fixe en fonction du nombre de Reynolds (Figure IV.30). De part et d'autre de ce point C, les valeurs de C_p évoluent avec le Reynolds.

Sur le premier domaine, $z/H_A \geq 0.9$, les valeurs de C_p diminuent linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La droite d'interpolation linéaire est de la forme :

$$C_p = -0.11Re - 0.71, \quad (IV.9)$$

lorsque le nombre de Reynolds varie entre 10^6 et 2.4×10^6 .

Sur le second domaine, $0.7 < z/H_A < 0.9$, les valeurs de C_p , à z/H_A fixe, augmentent progressivement avec le nombre de Reynolds. Une variation maximale, $\Delta C_p = 0.12$, est relevée en $z/H_A = 0.78$ entre $Re = 9.7 \times 10^5$ et 2.4×10^6 . Au niveau de la rupture de pente entre la lunette arrière et le culot, la valeur de C_p est également indépendante du Reynolds, $C_p = -0.3$.

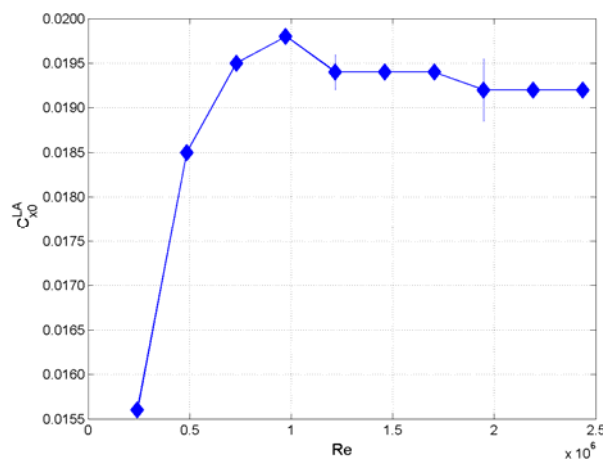


Figure IV.35 : Evolution du coefficient de traînée aérodynamique $C_{x_0}^{LA}$ en fonction du nombre de Reynolds (M1u)

Par ailleurs, afin d'évaluer la contribution des pressions statiques initiées par le bulbe décollé D sur la traînée en fonction de Re , les C_p sont intégrés dans le plan longitudinal médian (Figure IV.35). L'intégration des C_p sur une bande longitudinale de largeur $\Delta y = 0.115l_A$ centrée sur Σ_2 , où Δy est l'espace qui sépare deux sondes de pression statique, fournit une valeur de traînée notée C_{x0}^{LA} .

Les résultats montrent que lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est supérieur à 1.2×10^6 , le coefficient de traînée C_{x0}^{LA} est constant et égal à 0.0193. La diminution des valeurs de C_p sur le premier domaine est donc rigoureusement compensée par l'augmentation des C_p sur le second domaine de telle sorte que la contribution moyenne du bulbe décollé D soit, dans le plan longitudinal médian, indépendante du nombre de Reynolds.

3.1.2.2. Conclusion

L'analyse des distributions de coefficient de pression statique montre que les distributions de pression statique sont sur la lunette arrière directement pilotées par l'état de surface au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière. Un écart maximal de C_p de l'ordre de $\Delta C_p = 0.12$ est observé entre les différentes configurations sur le premier domaine de Σ_2 , $0.9 \leq z/H_A$. Toutefois, une variation des valeurs de C_p sur le haut de la lunette arrière entraîne également une variation des C_p sur le reste de Σ_2 de telle sorte que la contribution moyenne du bulbe décollé D aux efforts de pression statique reste constante.

3.1.3. Spécification instationnaire du bulbe décollé

La bibliographie montre que l'écoulement en aval de la maquette est animé par la formation et l'émission des structures tourbillonnaires. L'objectif de l'étude qui suit est d'examiner la distribution spectrale de l'énergie tourbillonnaire associée à la formation du bulbe décollé D de lunette arrière. L'activité spectrale paramétrée par le nombre de Reynolds est tout d'abord caractérisée à la paroi de la lunette arrière à l'aide des sondes de pression instationnaire puis dans l'écoulement à l'aide des mesures au fil chaud.

3.1.3.1. Sur la lunette arrière

La caractérisation fréquentielle sur la lunette arrière est réalisée à l'aide des sondes de pressions pariétales instationnaires n°1 et 2 qui équipent la maquette (Figure IV.10). Les densités spectrales de puissance (DSP, (IV.3)) associées au bulbe décollé sont évaluées pour des nombres de Reynolds, basés sur la longueur $L_A = 0.73$ m, compris entre 4.9×10^5 et 1.9×10^6 . Elles sont reportées en fonction du nombre de Strouhal St (II.8) pour le micro n°1 (Figure IV.36.a) et le micro n°2 (Figure IV.36.b).

La distribution spectrale de l'énergie turbulente est similaire à hauteur des deux micros (Figure IV.36). L'activité fréquentielle de l'écoulement se décompose de façon caractéristique sur trois bandes de fréquence réduite :

- Sur la première bande de fréquence, $St_{dp}^1 = [0.1, 0.4]$, le niveau des DSP est élevé et constant, de l'ordre de 100 dB, sur toute la gamme de Reynolds.

- Sur la seconde bande de fréquence, $St_{Dp}^2 = [0.4, 2.0]$, l'énergie des DSP reste constante pour un nombre de Reynolds donné et croît avec Re.

Sur la troisième bande de fréquence, $St_{Dp}^3 = [2.0, +\infty[$, les pentes des DSP sont continues et proportionnelles à $(St)^{-5/3}$. La décroissance continue en $-5/3$ des pentes des DSP est caractéristique de la présence d'une zone inertielle de turbulence pleinement développée dans laquelle le transfert d'énergie s'effectue selon le principe de la "cascade de Kolmogorov" [CHA-00].

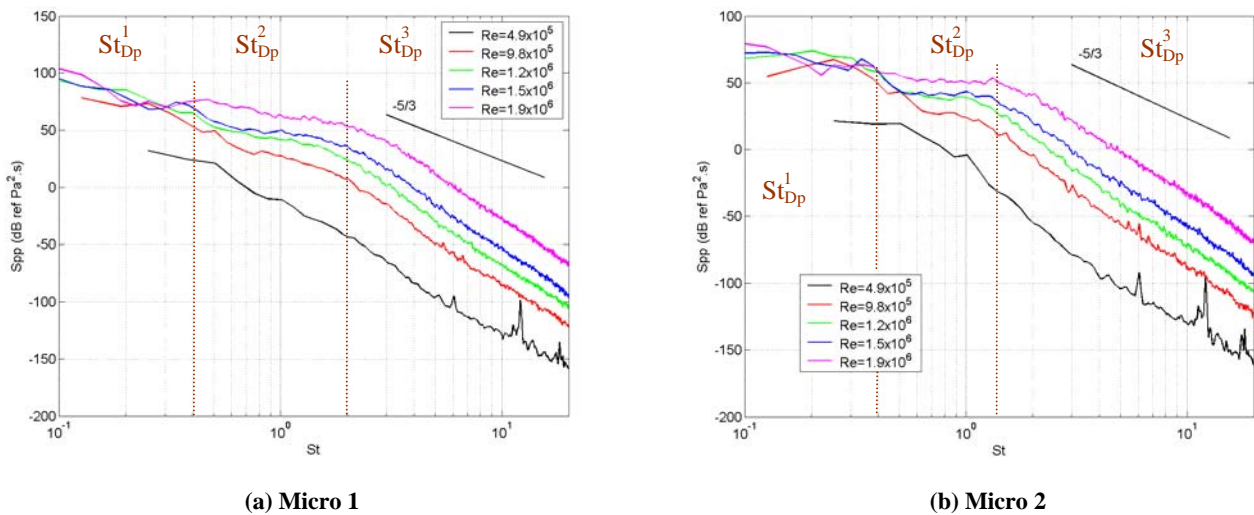


Figure IV.36 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) en fonction du nombre de Reynolds mesurée à hauteur du (a) micro 1 et (b) micro 2 (M1u)

Sur la lunette arrière, l'activité spectrale se décompose donc en trois bandes de fréquence réduite, $St_{Dp}^1 = [0.1, 0.4]$, $St_{Dp}^2 = [0.4, 2.0]$ et $St_{Dp}^3 = [2.0, +\infty[$. Le niveau élevé d'énergie turbulente observé sur la bande ΔSt_p^1 correspond à l'activité spectrale du bulbe décollé de lunette arrière D.

3.1.3.2. A hauteur du décollement

La caractérisation de l'activité spectrale de la structure tourbillonnaire D est réalisée à l'aide de mesures au fil chaud. Pour cela, le fil chaud est positionnée 10^{-2} m en aval de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (position P_u, Figure IV.19) et le nombre de Reynolds de l'écoulement varie entre $Re=2.4 \times 10^5$ et 2.4×10^6 . Les données sont tout d'abord présentées sous forme de densités spectrales de puissance (DSP) en fonction du nombre de Strouhal St (Figure IV.37).

Comme précédemment, les densités spectrales de puissance issues des mesures de fil chaud mettent en évidence une décomposition de la distribution d'énergie turbulente sur trois bandes de fréquence réduite (Figure IV.37) : $St_{Du}^1 = [0.07, 0.4]$, $St_{Du}^2 = [0.4, 10.0]$ et $St_{Du}^3 = [10, +\infty[$.

La bande de fréquence réduite $St_{Du}^1 = [0.07, 0.4]$ coïncide avec la première bande relevée à partir des mesures pariétales, $St_{Dp}^1 = [0.1, 0.4]$ (§ IV.3.1.3.1). Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 10^6 , le niveau d'énergie turbulente important relevé sur cette bande renforce l'hypothèse d'une activité spectrale basse fréquence associée au développement du bulbe décollé D (Figure IV.37).

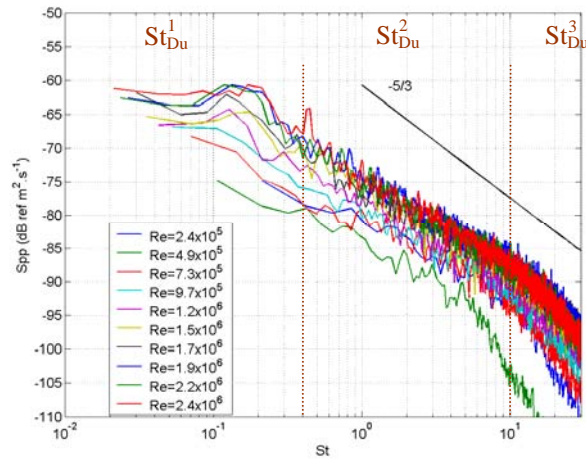


Figure IV.37 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) relevées en P_u en fonction du nombre de Reynolds (M1u)

La seconde bande de fréquence identifiée à partir des mesures au fil chaud, $St_{Du}^2 = [0.4, 10.0]$, est plus large d'un ordre de grandeur que celle mesurée en proche paroi, $St_{Dp}^2 = [0.4, 2.0]$. L'élargissement de la bande est sans doute lié à la position de la sonde de fil chaud immédiatement en aval du décollement de l'écoulement en fin de pavillon et donc dans la nappe de cisaillement qui en résulte. Les DSP ne mettent toutefois pas en évidence l'émergence de pic d'énergie associé à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dont l'ordre de grandeur est supérieur à celui de l'instabilité de Von Karman (§ II.4.1).

Sur la troisième bande, $St_{Du}^3 = [10.0, +\infty[$, la pente des DSP proportionnelle à $(St)^{-5/3}$ est retrouvée comme pour les mesures pariétales.

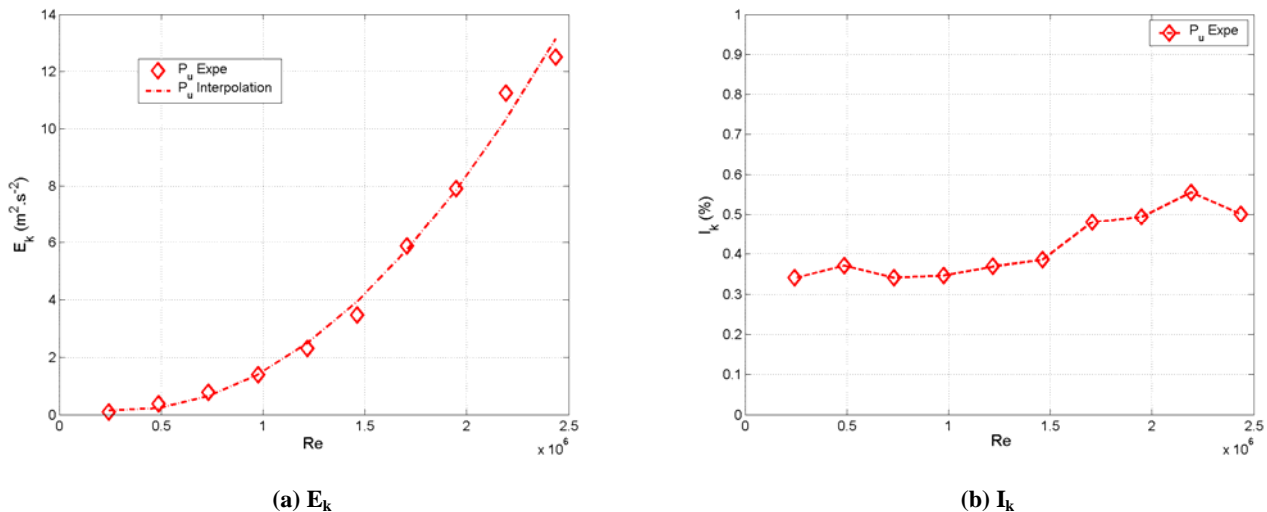


Figure IV.38 : (a) Energie turbulente E_k et (b) Intensité turbulente I_k en fonction du nombre de Reynolds mesurées en P_u (M1u)

Pour compléter cette étude, l'évolution de l'énergie turbulente E_k (IV.4) est reportée en fonction du nombre de Reynolds (Figure IV.38.a). Les résultats montrent que l'énergie turbulente E_k est proportionnelle au carré du nombre de Reynolds. L'interpolation de cette courbe par un polynôme d'ordre 2 est de la forme :

$$E_k = 2.88 \times 10^{-12} Re^2 - 1.80 \times 10^{-6} Re \quad (IV.10)$$

L'intensité turbulente I_k permet théoriquement de représenter l'évolution de l'énergie turbulente E_k indépendamment du nombre de Reynolds. Il s'avère qu'une augmentation du nombre de Reynolds induit une

augmentation de 0.15% autour d'une valeur moyenne égale à 0.42%.. L'intensité turbulente calculée à partir de l'interpolation (IV.10) est quant à elle égale à 0.68%.

3.1.3.3. Conclusion de la caractérisation spectrale du bulbe décollé

Une étude fréquentielle de l'écoulement est réalisée afin de caractériser la distribution spectrale de l'énergie turbulente à hauteur de la lunette arrière. Les résultats obtenus à la paroi et dans l'écoulement mettent en évidence l'organisation d'une activité tourbillonnaire associée à la formation du bulbe décollé D sur une bande de fréquence réduite $St_D^1 = [0.07, 0.4]$. Cette activité tourbillonnaire représente le battement et l'émission de la poche de recirculation dans le sillage de la maquette.

De plus, l'étude montre que l'énergie turbulente E_k croît proportionnellement au carré du nombre de Reynolds, $E_k \propto (Re)^2$.

3.2. Caractérisation de la structure tourbillonnaire torique de culot

L'écoulement de sillage du corps de Ahmed est composé d'une structure tourbillonnaire torique Q en appui sur la circonférence du culot. L'objectif de cette section est de caractériser la topologie stationnaire et la dynamique instationnaire de cette structure tourbillonnaire.

3.2.1. Identification de la structure tourbillonnaire torique

Les lignes de courant tracées dans le plan longitudinal médian mettent en évidence le développement de la structure tourbillonnaire torique Q en appui sur le culot et les deux structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 qui la composent (Figure IV.39). Ces données sont issues des mesures PIV réalisées dans le champ (2) (Figure IV.12) pour un nombre de Reynolds égal à $Re=1.2 \times 10^6$ avec la maquette équipée du montage amont sans actionneur M0u. Les lignes de courant sont accompagnées des vecteurs vitesse colorés par la norme de la vitesse U.

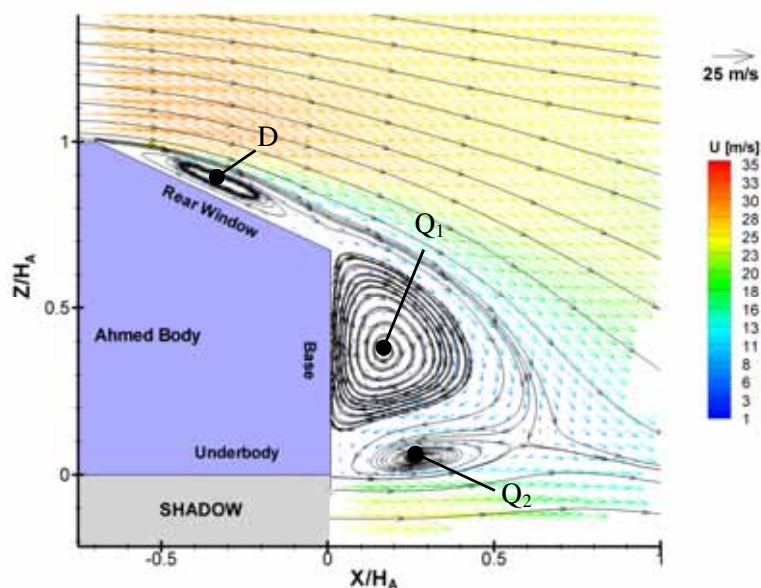


Figure IV.39 : Lignes de courant et vecteurs vitesse colorés par la norme de la vitesse U relevés dans le plan longitudinal médian sans contrôle ($Re=1.2 \times 10^6$, M0u)

Sur la lunette arrière (Σ_2) (Figure IV.39), les lignes de courant permettent de retrouver le décollement des filets fluides au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et Σ_2 puis la formation du bulbe de recirculation D sur quasiment toute la longueur l_2 de Σ_2 . En aval du culot (Σ_3), la structure tourbillonnaire torique Q se forme par le décollement puis l'enroulement des filets fluides issus de la lunette arrière d'une part et du soubassement (Σ_4) d'autre part. Les lignes de courant s'enroulent et convergent vers deux points singuliers de type "foyer attractif" contrarotatifs. Ces foyers correspondent aux cœurs des structures tourbillonnaires transversales Q_1 et Q_2 qui composent la structure torique Q.

	Expérimentale (M0u)	Numérique
λ_{Q1}/H_A	0.18	0.08
h_{Q1}/H_A	0.36	0.37
λ_{Q2}/H_A	0.28	0.24
h_{Q2}/H_A	0.06	0.07
h_{Nc}/H_A	0.09	0.09

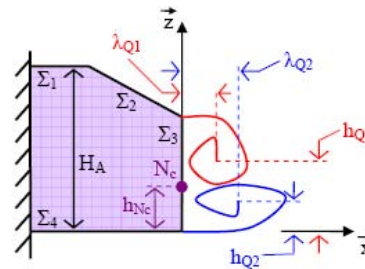


Table IV.5 : Comparaison expérimentale et numérique de la position du centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 ($Re=1.2 \times 10^6$)

La topologie des lignes de courant dans le plan longitudinal médian est comparable à celle obtenue numériquement (§ III.3.1.1.2, Figure III.42). La comparaison des positions des cœurs tourbillonnaires des structures Q_1 et Q_2 (Table IV.5) indiquent cependant que le positionnement de la structure torique Q par rapport à Σ_3 se situe plus en aval, suivant \bar{x} , expérimentalement que numériquement et conserve un positionnement vertical, selon \bar{z} , similaire.

3.2.2. Spécification moyenne de la structure tourbillonnaire torique

La caractérisation du bulbe décollé D (§ IV.4.2.1) montre que le montage de l'actionneur sur la maquette modifie sensiblement les profils de vitesse longitudinale sur le bas de la lunette arrière. Les conséquences des modifications de l'écoulement sur Σ_2 sont examinées sur le développement de la structure tourbillonnaire Q.

3.2.2.1. Position des cœurs tourbillonnaires

Les positions des deux cœurs tourbillonnaires de la structure torique Q sont données pour chaque configuration de montage de l'actionneur (Table IV.6). Les résultats montrent que le montage de l'actionneur ne modifie pas la position du cœur de la structure tourbillonnaire Q_2 . Comme Q_2 se forme par enroulement des filets fluides issus du soubassement, ce résultat indique que la modification de l'aspect de surface sur le dessus de la maquette ne change pas l'écoulement de soubassement.

En revanche, entre les montages amont et les montages aval, un léger déplacement de la position du cœur de la structure tourbillonnaire Q_1 est observé :

- Avec le montage amont (M0u, M1u et M3u, Table IV.6), la position du cœur de Q_1 est identique pour les trois largeurs de fente. L'ajout d'une fente de largeur inférieure à 1.5 mm ne modifie donc pas la formation de la structure torique Q de culot. Ce résultat concorde avec l'invariance du bulbe décollé D en fonction du montage (Figure IV.32).

- Avec le montage aval M1d, le cœur de Q_1 se déplace horizontalement de $x/H_A=0.04$ en aval du culot et verticalement de $z/H_A=0.02$ vers le sol. Le déplacement du cœur de la structure tourbillonnaire Q_1 est une conséquence de l'accroissement des vitesses longitudinales U_x sur le bas de Σ_2 lié à la réduction du bulbe décollé D (Figure IV.32). Cette dépendance entre longueur du bulbe décollé D et position de la structure tourbillonnaire Q_1 est également mis en évidence numériquement lorsque le contrôle est appliqué (§ III.3.2.1.6).
- Avec le montage aval M2d, le cœur de Q_1 reste positionné à la même distance de Σ_3 que pour les montages amont. La position de la structure tourbillonnaire Q_1 est corrélée avec la longueur du bulbe décollé qui est pour ce cas comparable au montage amont (Figure IV.31.b). Un léger déplacement vertical vers le bas est toutefois observé.

Expérimental	M0u	M1u	M3u	M1d	M2d
λ_{Q1}/H_A	0.18	0.18	0.18	0.22	0.18
h_{Q1}/H_A	0.36	0.36	0.36	0.34	0.33
λ_{Q2}/H_A	0.28	0.29	0.29	0.28	0.28
h_{Q2}/H_A	0.06	0.06	0.06	0.06	0.06
h_{Nc}/H_A	0.09	0.07	0.09	0.11	0.09

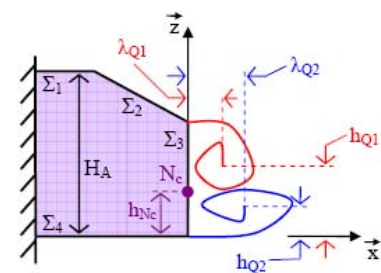


Table IV.6 : Comparaison de la position des cœurs tourbillonnaires de la structure torique Q en fonction du montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les positions des cœurs des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 sont cohérentes avec les observations faites sur le développement de l'écoulement sur la lunette arrière. L'étude des vitesses longitudinales dans le sillage permet de confirmer ce résultat.

3.2.2.2. Profils de vitesse longitudinale

Les profils verticaux de vitesse longitudinale U_x sont relevés dans le plan longitudinal médian pour les différentes configurations de montage de l'actionneur (M0u, M1u, M3u, M1d et M2d) à cinq distances du culot, $x/H_A = (6) 0.10, (7) 0.31, (8) 0.48, (9) 0.65, (10) 0.83$ (Figure IV.40).

Dans le sillage de la maquette (Figure IV.40), l'accroissement de vitesse longitudinale U_x obtenu avec le montage M1d à proximité de la paroi de la lunette arrière perdure jusqu'en $x/H_A=0.5$. Un accroissement maximal de U_x de l'ordre de 7 m.s^{-1} est alors visible sur le haut du profil en $z/H_A=0.75$. L'augmentation de vitesse longitudinale avec le montage M1d se traduit alors par un déplacement de la structure tourbillonnaire Q_1 en aval du culot (Table IV.6).

Plus en aval, $x/H_A \geq 0.5$, les profils de U_x (9) et (10) montrent que l'écoulement de sillage est comparable pour l'ensemble des configurations de montage de l'actionneur (Figure IV.40). L'écart maximal de vitesse longitudinale calculé entre les différentes configurations est alors inférieur à 2 m.s^{-1} . Les profils sont à cette distance du culot positionnés en aval de la zone de recirculation Q.

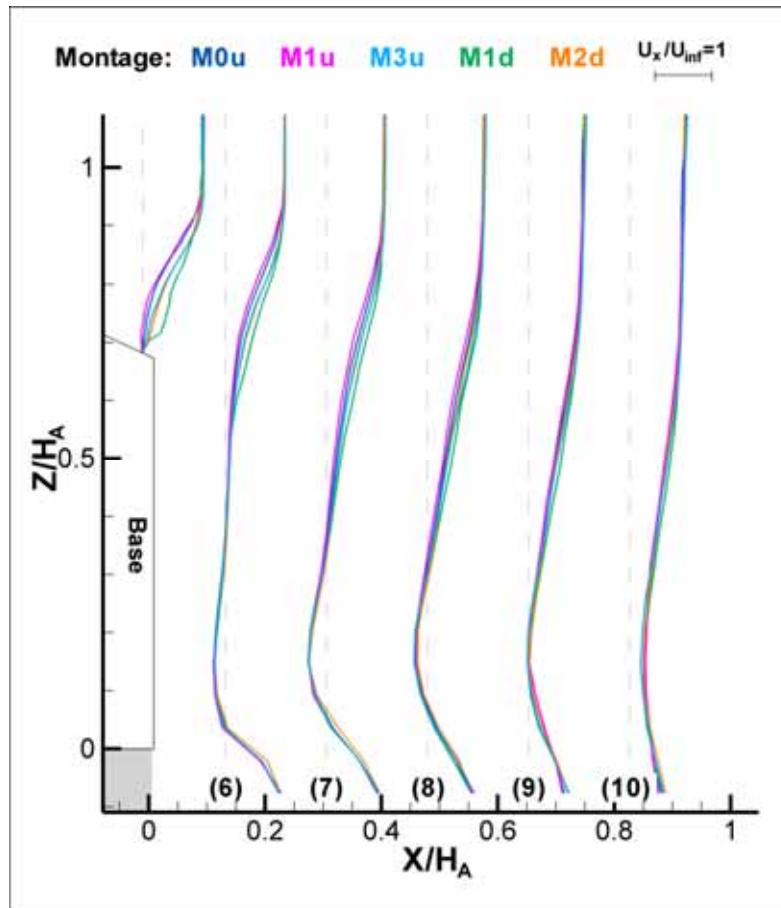


Figure IV.40 : Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés en aval de la maquette pour différentes configurations de montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les résultats montrent donc que la topologie de la structure tourbillonnaire torique Q est faiblement influencée par le montage utilisé. Un léger déplacement de la structure tourbillonnaire supérieure Q_1 apparaît avec le montage M1d. Pour ce cas, le déplacement de Q_1 vers l'aval résulte d'une augmentation au niveau de la lunette arrière des vitesses longitudinales.

Les distributions de pression statique relevées dans le plan longitudinal médian du culot permettent de quantifier les conséquences du déplacement de la structure tourbillonnaire Q dans le sillage de la maquette.

3.2.2.3. Distribution de pression statique

Les distributions de coefficient de pression statique C_p sont examinées dans le plan longitudinal médian du culot, $y/l_A=0$ (Figure IV.10) pour des nombres de Reynolds compris entre 4.9×10^5 et 2.4×10^6 (Figure IV.41) dans le cas du montage M1u. L'analyse de l'influence du montage est reportée dans l'Annexe E à Reynolds constant, $Re=1.2 \times 10^6$.

Les résultats reportés sur la Figure IV.41 montrent que lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 1.2×10^6 , l'évolution des C_p se décompose en deux domaines correspondant chacun à une moitié du culot :

- Sur la moitié supérieure du culot, $z/H_A \geq 0.35$, les valeurs de C_p diminuent légèrement de $C_p = -0.30$ en $z/H_A = 0.70$ à $C_p = -0.32$ en $z/H_A = 0.35$. Sur ce domaine, les pressions statiques sont liées à la formation de la structure tourbillonnaire Q_1 dont le cœur tourbillonnaire est positionné en $z/H_A = 0.36$.

L'invariance des valeurs de C_p obtenue sur ce domaine du culot montre que la position de la structure tourbillonnaire Q_1 est indépendante du Reynolds.

- Sur la moitié inférieure du culot, les valeurs de C_p augmentent de $z/H_A=0.35$ à $z/H_A=0.05$. En $z/H_A=0.35$, la valeur de C_p reste constante et indépendante du Reynolds, de l'ordre de $C_p=-0.32$. Sur le bas du culot, $z/H_A=0.05$, les valeurs de coefficient de pression statique diminuent linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds de $C_p=-0.23$ pour $Re=0.97 \times 10^6$ à $C_p=-0.27$ pour $Re=2.4 \times 10^6$. La diminution de valeurs de C_p est comparable à celle obtenue sur le haut de la lunette arrière et est liée au décollement des filets fluides au niveau de la rupture de pente entre le soubassement et le culot.

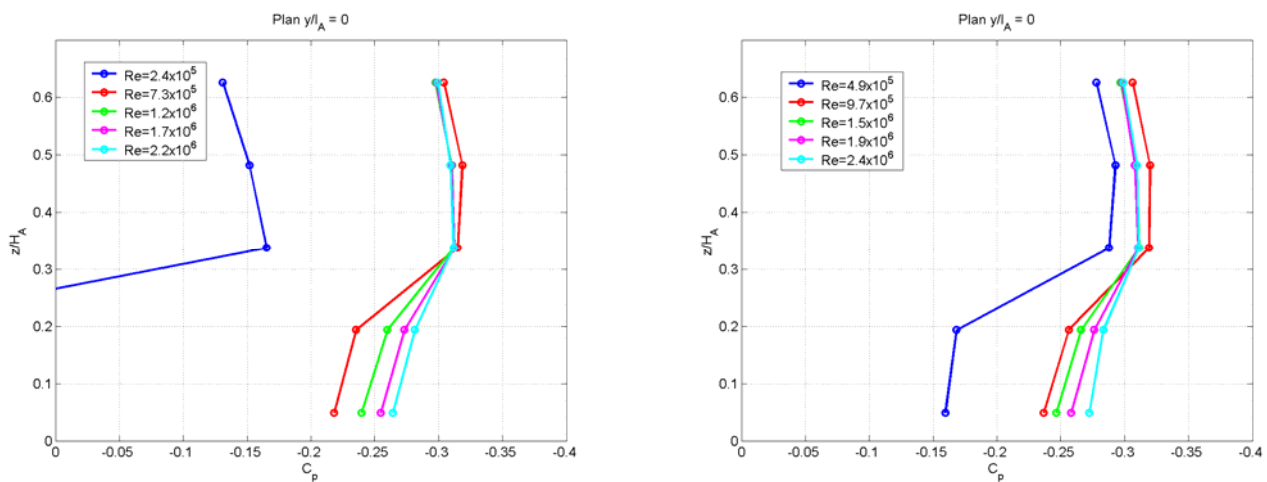


Figure IV.41 : Distributions de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian du culot en fonction du nombre de Reynolds (montage M1u : amont, $d=0.5$ mm)

La diminution des valeurs de C_p observée sur la moitié inférieure de Σ_3 montre que la trainée de pression associée au développement de la structure tourbillonnaire Q augmente avec le nombre de Reynolds.

L'analyse des distributions de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian du culot permet donc de caractériser les pressions statiques associées au développement de la structure tourbillonnaire torique Q . L'évolution des C_p se décompose en deux domaines correspondant à chaque moitié de Σ_3 et gouvernés par les structures tourbillonnaires Q_1 ou Q_2 . De plus, les distributions de C_p sont comparables pour l'ensemble des montages de l'actionneur sur la maquette. Une augmentation maximale de $\Delta C_p=0.03$ est relevée dans le cas du montage M1d, montage pour lequel la structure tourbillonnaire Q_1 est positionnée plus en aval du culot.

3.2.3. Spécification instationnaire de la structure tourbillonnaire torique

Les données présentées dans cette section sont relevées avec la sonde de fil chaud placée en P_{W1} et P_{W2} (Figure IV.19). Les lignes de courant reportées sur la Figure IV.39 indiquent que la sonde est respectivement située dans et en aval de la zone de recirculation moyenne de culot Q . Comme pour le bulbe décollé, le nombre de Reynolds de l'écoulement est utilisé comme paramètre de similitude, pour Re compris entre

2.4×10^5 et 2.4×10^6 . Les densités spectrales de puissance (IV.3) sont reportées sous forme adimensionnée en fonction du nombre de Strouhal St (II.8) pour P_{W1} (Figure IV.42.a) et P_{W2} (Figure IV.42.b).

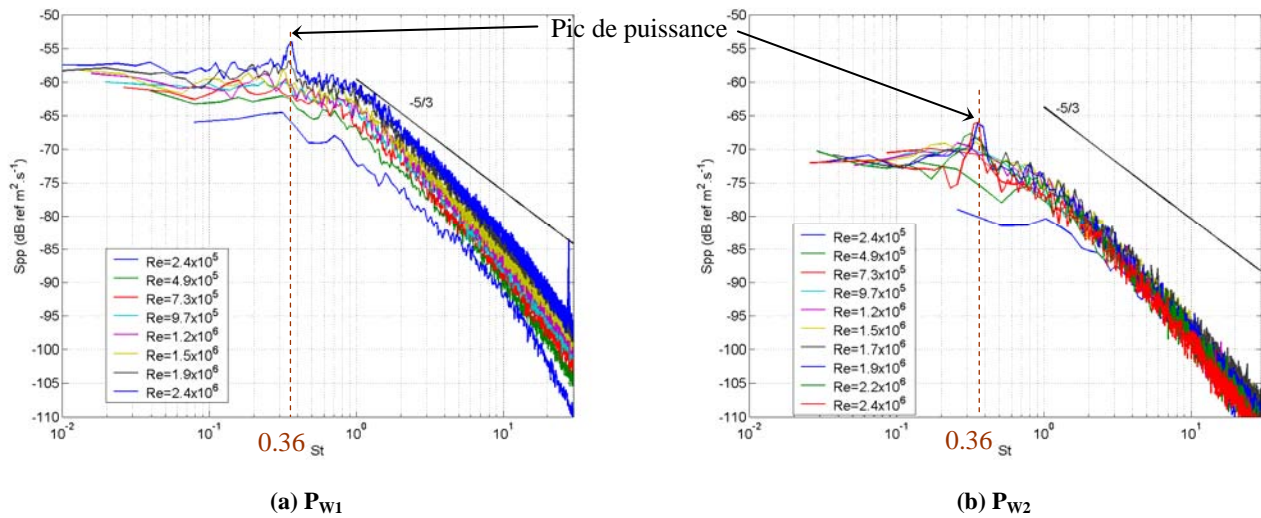


Figure IV.42 : Densités Spectrales de Puissance mesurées en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du nombre de Reynolds (M1u)

En P_{W1} , les densités spectrales de puissance relevées sont comparables entre elles sur toute la gamme de Reynolds étudiée (Figure IV.42.a). Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 1.2×10^6 , les DSP révèle un pic de puissance pour un nombre de Strouhal de l'ordre de $St=0.36$. L'émergence de ce pic à fréquence réduite constante montre que la dynamique de l'écoulement s'organise sur une instabilité dont la fréquence est proportionnelle au nombre de Reynolds. Les résultats présentés par *Vino et al.* [VIN-05] dégagent le même type d'activité spectrale pour un nombre de Strouhal légèrement plus faible, St compris entre 0.31 et 0.34 en prenant la hauteur de la maquette H_A comme longueur de référence (§ II.1.3.2).

Dans cette étude nous avons choisi d'utiliser la hauteur de la maquette H_A comme longueur de référence pour définir le nombre de Strouhal. Cependant, compte tenu de l'attachement des filets fluides observée précédemment sur le bas de la lunette arrière, il semble que la hauteur du culot $H_3=0.7H_A$ soit plus représentatif de la section de l'obstacle pour la structure tourbillonnaire Q . En utilisant la hauteur H_3 comme référence, la fréquence réduite associée au pic est égale à $St=0.27$. Cette valeur particulière est alors en accord avec la fréquence réduite associée à l'instabilité de Von Karman mesurée par exemple en aval d'un cylindre à section carrée [ROS-93].

De plus, l'amplitude du pic relevé pour $St=0.38$ reste modérée vis-à-vis du niveau de puissance portée sur la bande de fréquence réduite $St_Q = [0.01, 1.0]$. En effet, pour $Re=2.4 \times 10^6$, la puissance maximale du pic est par exemple de l'ordre de $S_{pp}(0.36)=-55$ dB alors que la puissance moyenne du bruit de fond est de l'ordre de $S_{pp}(St_Q)=-58$ dB. Le brassage turbulent contribue également au niveau de puissance global de l'écoulement sur cette bande de fréquence. La bande de fréquence $St_Q = [0.01, 1.0]$ sur laquelle le niveau de puissance turbulent de la structure tourbillonnaire torique est élevé coïncide avec celle qui caractérise l'activité tourbillonnaire du bulbe décollé D , à savoir $St_D = St_D^1 \cup St_D^2$ (§ IV.3.1.3).

Les densités spectrales de puissance calculées en P_{W2} (Figure IV.42.b) sont comparables sur l'ensemble de la gamme de Reynolds étudiée. De la même manière qu'en P_{W1} , le pic d'énergie associé à l'instabilité de Von Karman apparaît à la fréquence réduite $St=0.36$. Pour cette position de la sonde, la puissance portée par le pic

est plus importante que celle portée par les fréquences voisines. Pour $Re=2.4 \times 10^6$, la puissance portée par le pic est par exemple de l'ordre de $S_{pp}(0.36)=-67$ dB contre $S_{pp}(St_Q)=-73$ dB pour le bruit de fond. L'augmentation de l'amplitude du pic vis-à-vis du niveau de puissance moyen met en évidence une meilleure organisation de l'écoulement sur l'instabilité de Von Karman et une atténuation de l'agitation turbulente liée à la recirculation de l'écoulement. En P_{W2} , la sonde est positionnée en aval de la zone de recirculation associée à la structure tourbillonnaire Q. Le signal temporel est donc principalement animé par le lâché alternatif des structures tourbillonnaires contrarotatives de l'allée de Von Karman.

Par ailleurs, la comparaison des DSP entre les deux positions de sonde (Figure IV.42.a et b) montre que le niveau de puissance turbulente mesuré en P_{W1} est plus important qu'en P_{W2} . Pour préciser cette observation, l'évolution de l'énergie cinétique turbulente E_k (IV.4) en fonction du nombre de Reynolds est calculée pour les deux positions de fil chaud (Figure IV.43.a). L'intensité turbulente I_k (IV.5) est également reportée en fonction du Reynolds (Figure IV.43.b).

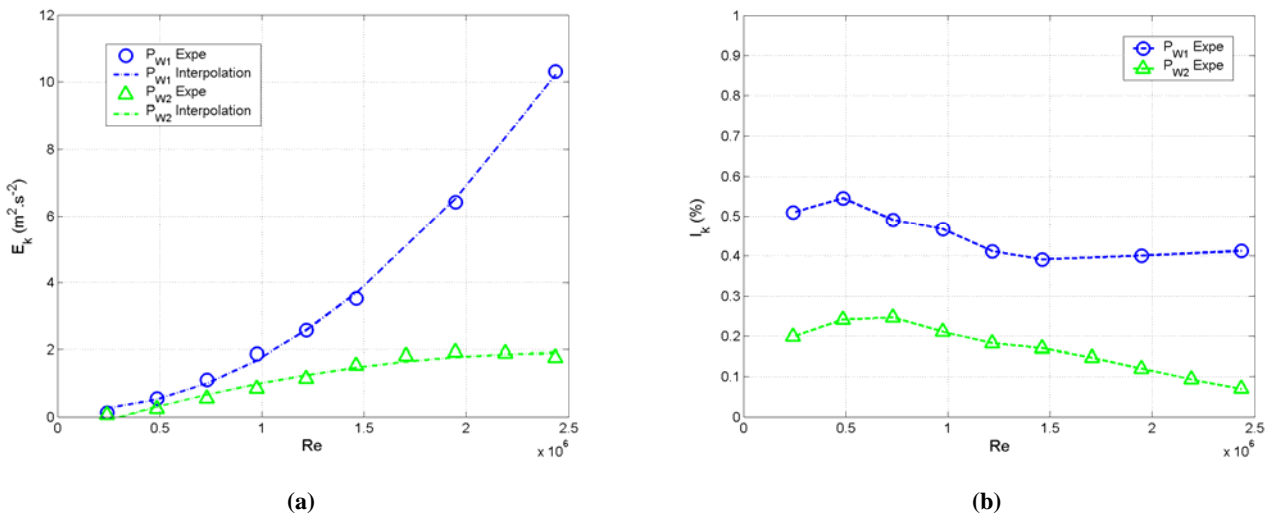


Figure IV.43 : Comparaison de l'évolution en fonction du nombre de Reynolds de (a) l'énergie turbulente E_k et (b) l'intensité turbulente I_k mesurées en P_{W1} et P_{W2} (M1u)

Les résultats reportés sur la Figure IV.43.a montrent que l'évolution en fonction du Reynolds de l'énergie turbulente E_k varie entre les deux positions de fil chaud. Lorsque la sonde est positionnée dans la zone de recirculation de culot Q (P_{W1} , Figure IV.43.a), l'énergie turbulente croît proportionnellement avec $(Re)^2$. L'interpolation de cette courbe par un polynôme d'ordre 2 est alors de la forme :

$$E_k = 1.77 \times 10^{-12} Re^2 - 0.19 \times 10^{-6} Re \quad (IV.11)$$

Ce type d'évolution est également observé sur le haut de la lunette arrière, lorsque la sonde de fil chaud est positionnée en P_u (§ IV.3.1.3), avec un niveau d'énergie turbulente légèrement plus élevé, de l'ordre de $E_k=12 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ en P_u contre $E_k=10 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ en P_{W1} pour $Re=2.4 \times 10^6$.

Lorsque la sonde est positionnée en aval de la structure tourbillonnaire Q (P_{W2} , Figure IV.43.a), l'amplitude de l'énergie turbulente est plus faible et son évolution en fonction du Reynolds n'est plus proportionnelle à $(Re)^2$. L'énergie turbulente croît dans un premier temps entre $E_k=0.0$ et $2.0 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ pour $2.4 \times 10^5 \leq Re \leq 1.7 \times 10^6$, puis se stabilise autour de $E_k=2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ pour les Reynolds supérieurs. L'atteinte d'un seuil d'énergie turbulente observé dans ce cas renforce l'idée d'une amélioration de l'organisation de

l'écoulement sur l'instabilité de Von Karman au détriment de l'agitation tourbillonnaire globale (Figure IV.42.a).

L'évolution de l'énergie turbulente en fonction du nombre de Reynolds se traduit au niveau de la sonde P_{W1} par une évolution quasiment constante de l'intensité turbulente de moyenne $I_k=0.45\%$ (Figure IV.43.b). En considérant l'équation de l'interpolation (IV.11), on trouve une valeur d'intensité turbulente de l'ordre de $I_k=0.42\%$. En P_{W2} , l'intensité turbulente est plus faible, de moyenne égale à $I_k=0.16\%$, et décroît linéairement entre $I_k=0.24\%$ et 0.07% lorsque le nombre de Reynolds croît de $Re=7.3 \times 10^5$ à 2.4×10^6 (Figure IV.43.b).

Par conséquent, la caractérisation instationnaire de l'écoulement de sillage permet de dégager une bande de fréquence réduite, $St_Q = [0.01, 0.1]$, sur laquelle l'activité tourbillonnaire est importante. Sur cette bande, un pic d'énergie caractéristique de l'instabilité de Von Karman émerge pour un nombre de Strouhal $St=0.38$. L'étude suggère de plus que l'écoulement s'organise principalement sur l'instabilité de Von Karman en aval de la maquette [SIM-01].

3.3. Caractérisation des structures tourbillonnaires longitudinales

Les visualisations pariétales examinées précédemment (§ IV.3.1.1) mettent en évidence le développement des structures tourbillonnaires longitudinales par décollement des filets fluides le long des arêtes latérales de la lunette arrière (Figure IV.30). Les mesures PIV réalisées dans les plans transversaux et longitudinaux permettent tout d'abord de préciser la topologie et le développement de cette structure. Les mesures de pression statique sur le bord de la lunette arrière caractérisent ensuite la trace laissée par cette structure à la surface de la maquette. Compte tenu de la symétrie de l'écoulement par rapport au plan longitudinal médian, les résultats présentés concernent la structure T_2 qui se développe sur l'arête gauche (vu de derrière) de Σ_2 .

3.3.1. Coupe transversale de la structure tourbillonnaire longitudinale

Le développement des structures tourbillonnaires longitudinales est tout d'abord caractérisé dans le sillage de la maquette à l'aide des mesures PIV réalisées dans les plans transversaux (5), $x/H_A=0.5$, et (6), $x/H_A=1.0$ (Figure IV.13) avec la maquette équipée du montage M1u. Les cartographies de circulation Γ (IV.2) relevées dans ces deux plans sont respectivement reportées sur les Figure IV.44.a et b^{†††}.

Les cartographies de circulation dans les plans transversaux permettent d'identifier la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 , qui se forme sur l'arête latérale gauche (vue de l'arrière) de Σ_2 :

- En $x/H_A=0.5$, la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 est caractérisée par la présence d'une région circulaire centrée sur le point de coordonnées $(y/H_A, z/H_A)=(-0.50, 0.60)$ (Figure IV.44.a). Les valeurs de circulation négatives, inférieures à $\Gamma=-0.30$, coïncident avec la rotation suivant $-\bar{x}$ de cette structure tourbillonnaire. De plus, la forme circulaire de cette région indique que la structure tourbillonnaire T_2 est à cette distance du culot encore à l'état colonne, c'est-à-dire confinée dans un cône avec une vitesse de rotation azimutale importante [LEH-07].

^{†††} Les iso contours de circulation $\Gamma=-0.30$ et -0.40 dans le champ (5) (Figure IV.44.a) et $\Gamma=-0.10$ dans le champ (6) (Figure IV.44.a) sont relevés sur les cartographies. Ces iso contours sont par la suite utilisés pour caractériser l'influence du contrôle sur le développement des structures tourbillonnaires longitudinales (§ 4.2.3)

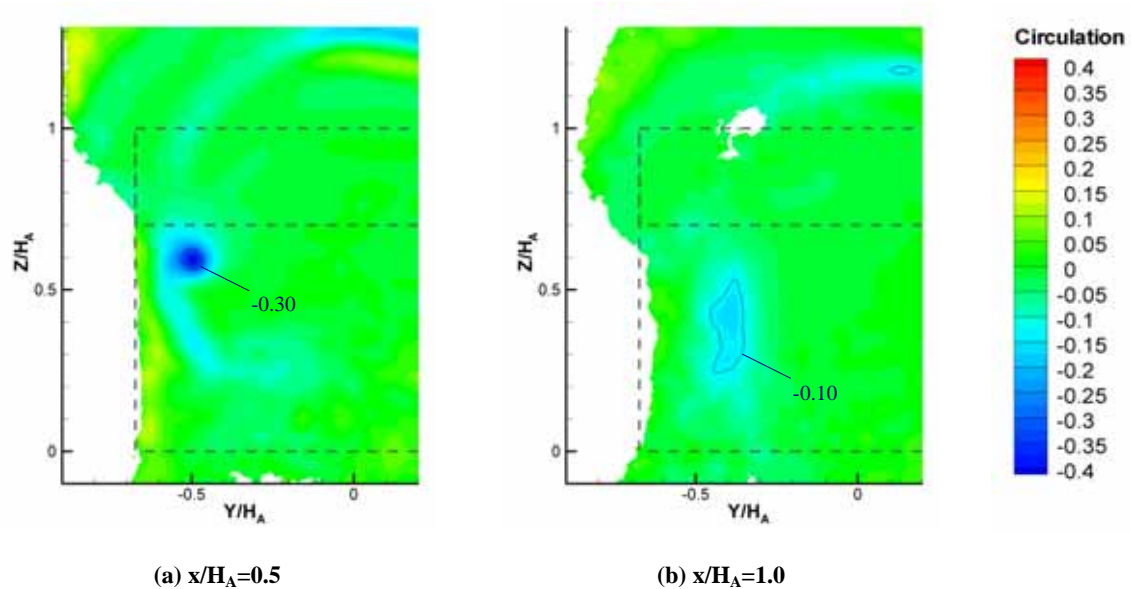


Figure IV.44 : Cartographies de circulation dans les plans transversaux (a) champ (5) en $x/H_A=0.5$ et (b) champ (6) en $x/H_A=1.0$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$)

- En $x/H_A=1.0$, (Figure IV.44.b), les valeurs de circulation diminuent et ne permettent pas de détecter la formation d'une structure tourbillonnaire. La diminution des valeurs de circulation, légèrement inférieures à $\Gamma=-0.10$ suggère qu'aucun enroulement d'écoulement ne se produit dans le plan transversal. A cette distance de la maquette, il semble donc que la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 soit déstructurée et dissipée dans l'écoulement de sillage.

Les mesures PIV réalisées dans le plan longitudinal précisent l'évolution de la structure tourbillonnaire T_2 .

3.3.2. Coupe longitudinale de la structure tourbillonnaire longitudinale

Bien que n'étant pas alignées avec l'axe tourbillonnaire de la structure longitudinale T_2 , les mesures PIV réalisées dans le champ longitudinal (3), en $y/l_A=-0.36$ (Figure IV.12), permettent de préciser l'évolution longitudinale de la structure tourbillonnaire T_2 . La caractérisation de la structure tourbillonnaire T_2 est réalisée à partir de la cartographie moyenne des fluctuations de vitesse turbulente \sqrt{k} (III.16) obtenue avec le montage M1u pour un nombre de Reynolds $Re=1.2 \times 10^6$ (Figure IV.45).

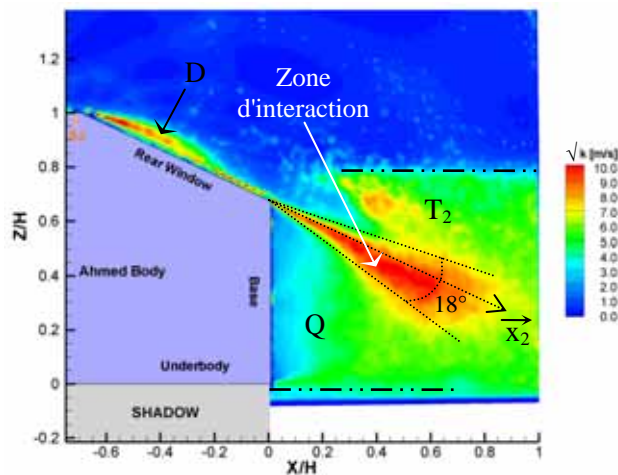


Figure IV.45 : Cartographie moyenne d'énergie cinétique turbulente \sqrt{k} relevée dans le plan longitudinale $y/l_A=-0.36$ ($Re=1.2 \times 10^6$, M1u)

Les régions de l'écoulement dans lesquelles les fluctuations de vitesses sont importantes sont initiées par la formation de structures tourbillonnaires. Sur la Figure IV.45, les fluctuations de vitesses supérieures à 10 m.s^{-1} à hauteur de la lunette arrière (Σ_2) sont par exemple, associées au développement du bulbe décollé D.

Dans le sillage de la maquette, la cartographie des fluctuations de vitesse turbulente met en évidence le développement (Figure IV.45) :

- De la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 sur un domaine compris entre $z/H_A=0.4$ et 0.8 . Dans ce domaine, les fluctuations de vitesse turbulente sont comprises entre $\sqrt{k}=6$ et 10 m.s^{-1} .
- De la structure torique Q en aval du culot (Σ_3). Les valeurs de \sqrt{k} croient avec la distance au culot, de l'ordre de 2 m.s^{-1} en $x/H_A=0.1$ à 6 m.s^{-1} en $x/H_A=0.6$.

Entre les deux structures tourbillonnaires, l'écoulement est caractérisé par la présence d'une région triangulaire dans laquelle les fluctuations de vitesse sont supérieures à $\sqrt{k}=10 \text{ m.s}^{-1}$. Cette région prend naissance au niveau de la rupture de pente entre Σ_2 et Σ_3 et est centrée sur l'axe de la lunette arrière \bar{x}_2 . L'épanouissement de cette région croît linéairement avec la distance au culot pour $0 \leq x/H_A \leq 0.8$ avec un angle de l'ordre de 18° . Plus en aval, pour $x/H_A \geq 0.8$, les valeurs de vitesse turbulente diminuent et la vitesse moyenne du brassage turbulent est de l'ordre de $\sqrt{k}=6 \text{ m.s}^{-1}$.

La présence de cette région à l'intersection des deux structures tourbillonnaires montre que les structures Q et T_2 interagissent entre elles dans le sillage. Cette interaction favorise le mélange de l'écoulement et engendre une évolution de la topologie du sillage, caractérisée par la destructuration de la structure longitudinale T_2 à partir de $x/H_A=0.8$ et également observée sur la Figure IV.44.

Les structures tourbillonnaires longitudinales conservent donc une topologie de structure à l'état colonne jusqu'à environ $x/H_A=0.8$ puis se destructurent et se dissipent dans le sillage.

3.3.3. Distribution de pression statique

Les structures tourbillonnaires longitudinales sont caractérisées sur la lunette arrière à l'aide des sondes de pressions statiques positionnées dans le plan longitudinal $y/l_A=-0.46$ (Figure IV.10). Les profils de C_p sont examinés pour des nombres de Reynolds compris entre 2.4×10^5 et 2.4×10^6 avec la maquette équipée du montage M1u (Figure IV.46). L'évolution des profils de C_p en fonction du montage de l'actionneur est précisée dans l'Annexe E.

Lorsque le nombre de Reynolds est supérieur ou égal à 10^6 , l'évolution des profils de C_p est comparable et se divise en trois domaines (Figure IV.46) :

- Sur le haut de Σ_2 , $0.95 \leq z/H_A \leq 1.00$, les C_p sont indépendants du Reynolds. Les valeurs augmentent légèrement de $C_p=-0.85$ en $z/H_A=0.98$ à $C_p=-0.81$ en $z/H_A=0.95$.
- Pour $0.86 \leq z/H_A \leq 0.95$, les valeurs de C_p diminuent et atteignent un minimum en $z/H_A=0.86$. La valeur du minimum de C_p diminue linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds de $C_p=-1.1$ pour $Re=1.2 \times 10^6$ à $C_p=-1.20$ pour $Re=2.4 \times 10^6$.

- Pour $0.70 \leq z/H_A \leq 0.65$, les C_p augmentent à nouveau pour atteindre une valeur indépendante du Reynolds de l'ordre de -0.44 en $z/H_A=0.70$.

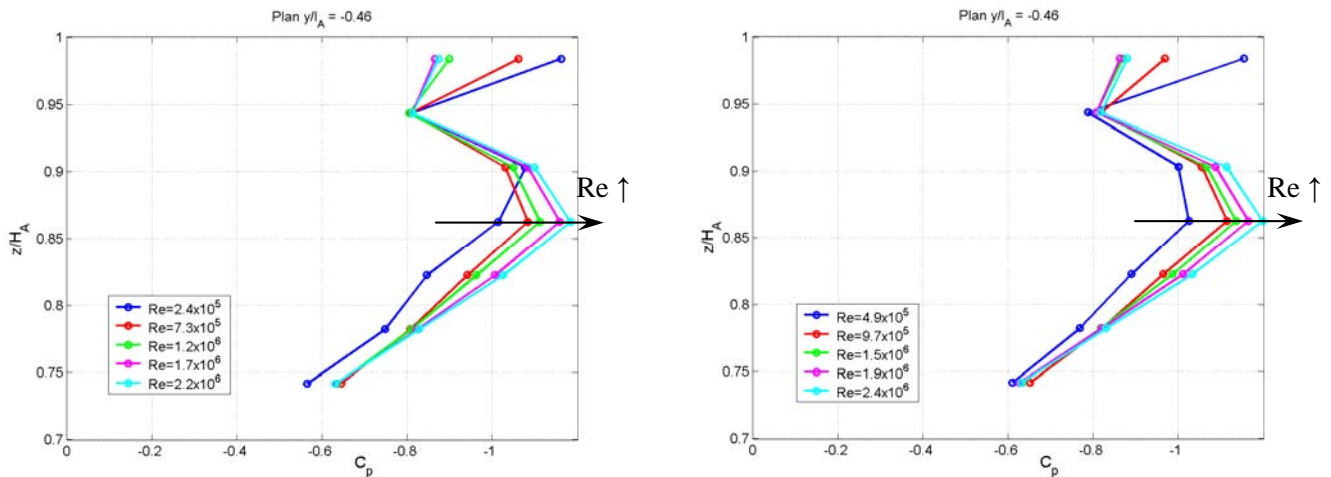


Figure IV.46 : Distribution de coefficient de pression statique le long de l'arête latérale de la lunette arrière, ($y/l_A=-0.46$) en fonction du nombre de Reynolds (Montage M1u : amont, $d=0.5$ mm)

L'obtention d'un minimum de C_p en $z/H_A=0.85$ coïncide avec l'intersection du plan de mesure longitudinal $y/l_A=-0.46$ et l'axe tourbillonnaire de la structure longitudinale T_2 (Figure IV.30). Les travaux expérimentaux de Lehugeur [LEH-07] et numériques de Rouméas [ROU-06] montrent en effet que l'axe du tourbillon est incliné d'un angle $\beta=7^\circ$ par rapport au plan coïncidant avec le flan de la maquette et $\gamma=8^\circ$ par rapport au plan de la lunette arrière (Figure IV.47).

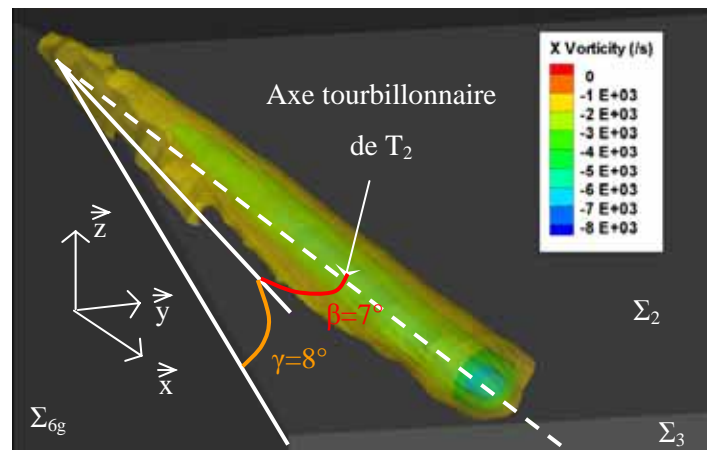


Figure IV.47 : Mise en évidence de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 à partir d'iso-surface de vorticité longitudinale (s^{-1}) et définition de la position de l'axe tourbillonnaire à partir des angles de rotation [LEH-07]

La diminution du minimum de C_p avec l'augmentation du nombre de Reynolds relevée en $z/H_A=0.86$ résulte certainement d'une augmentation des pertes d'énergie volumique, proportionnelles à $(U_\theta/U_\infty)^2$, liées à l'enroulement de la structure tourbillonnaire T_2 . En effet, Strachan *et al.* [STR-07] constatent expérimentalement que l'augmentation du nombre de Reynolds est accompagnée d'une augmentation du rapport des vitesses U_θ/U_∞ , où U_θ est la vitesse de rotation azimuthale de la structure tourbillonnaire longitudinale. La diminution des valeurs de C_p montre alors que la traînée de pression liée au développement des structures tourbillonnaires longitudinales augmente très légèrement avec le nombre de Reynolds.

L'étude réalisée jusqu'à présent a permis d'identifier et de caractériser les structures tourbillonnaires indépendamment les unes des autres. Les résultats de pesée aérodynamique permettent d'évaluer globalement l'influence du Reynolds et du montage de l'actionneur sur l'effort de traînée aérodynamique.

3.4. Caractérisation de la traînée aérodynamique

Les structures tourbillonnaires identifiées dans la première partie sont le siège de pertes énergétiques à l'origine d'un effort de pression qui s'oppose à son avancement [AHM-84]. Cependant, ces structures tourbillonnaires ne sont pas les seules causes d'effort. En effet, le frottement de l'air sur les parois de la maquette ainsi que les efforts de pression qui s'appliquent sur l'avant du véhicule contribuent également à la traînée aérodynamique. Les pesées aérodynamiques permettent de prendre en compte l'ensemble des contraintes qui s'appliquent sur la maquette et ainsi d'avoir une idée globale de l'évolution de l'effort de traînée en fonction du nombre de Reynolds, de la largeur de la fente et de sa position sur la maquette.

3.4.1. Présentation des résultats de traînée aérodynamique

Les mesures de coefficients de traînée aérodynamique sont réalisées pour des nombres de Reynolds Re , définis à partir de la longueur L_A de la maquette (II.7), compris entre 4.9×10^5 et 2.4×10^6 . Cette gamme de Reynolds est obtenue pour une vitesse de vent U_∞ comprise entre 10 et 50 $m.s^{-1}$.

Les mesures de coefficients de traînée C_x sont présentées en fonction du nombre de Reynolds sous la forme de deux graphiques :

- Le premier graphique présente les mesures de C_x de la maquette sans fente : M0u et M0d, et équipée d'une fente de largeur $d=0.5$ mm : M1d, M1d et M2d (Figure IV.48). Ce graphique permet de visualiser l'influence de l'ajout de la fente et l'influence de sa position.
- Le second graphique présente les mesures de C_x de la maquette avec l'actionneur positionné en amont de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2) pour les cinq largeurs de fente : M0u, M1u, M2u, M3u et M4u (Figure IV.49). Ce graphique permet de visualiser l'influence de la largeur de la fente.

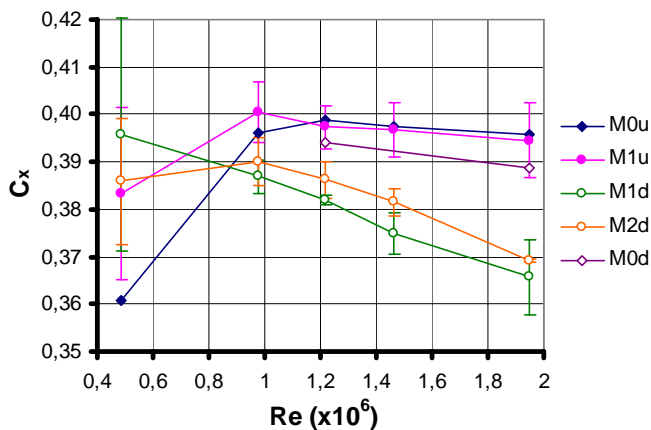


Figure IV.48 : Coefficient de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds Re pour les montages amont et aval, sans et avec fente de 0.5 mm

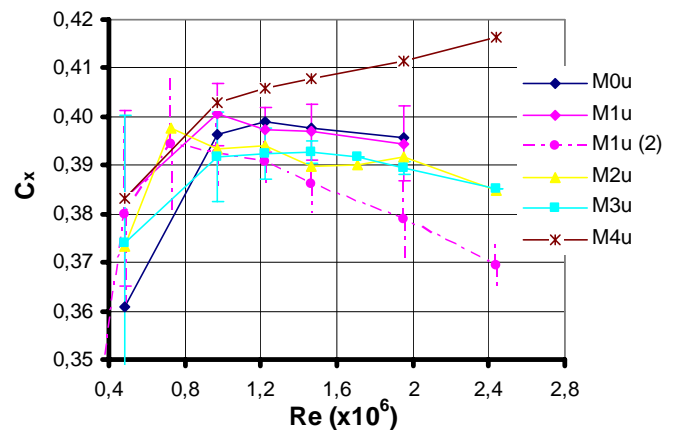


Figure IV.49 : Coefficient de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds Re pour les 5 largeurs de fente du montage amont

Lorsque la mesure du C_x est pour une même configuration répétée pendant les essais, l'écart type des réalisations est reporté sur les courbes sous forme de barres d'incertitude.

3.4.2. Evolution du C_x en fonction du nombre de Reynolds

Sur l'ensemble des réalisations, les coefficients de traînée aérodynamique évoluent entre 0.36 et 0.41 (Figure IV.48 et Figure IV.49). Ces valeurs de C_x sont supérieures aux valeurs expérimentales de Ahmed *et al.* [AHM-84] et Lienhart *et al.* [LIE-02] (Table III.3). La surestimation des valeurs bibliographiques de C_x , discutée dans le Chapitre III.3, est liée au développement plus important du bulbe décollé D de lunette arrière. La relation qui lie la longueur du bulbe décollé D à la traînée aérodynamique est cohérente avec les résultats expérimentaux de Vino *et al.* [VIN-05] qui relèvent sur la même gamme de Reynolds des C_x supérieurs avec un angle α de 30° , et donc une structure tourbillonnaire D plus développée.

D'autre part, les résultats montrent que l'évolution des C_x en fonction du nombre de Reynolds est comparable pour l'ensemble des configurations de montage. Cette évolution se décompose sur deux gammes de Reynolds :

- Pour $Re \leq 10^6$, les C_x croient avec l'augmentation du Reynolds. L'écart type entre les réalisations est supérieur à l'erreur de mesure de 1.5% de la balance aérodynamique.
- Pour $Re \geq 10^6$, les C_x diminuent avec l'augmentation du Reynolds. L'écart type est inférieur à l'erreur de mesure. Une diminution de l'écart type est également observée avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

L'existence d'un Reynolds critique, $Re = 10^6$, en dessous duquel des fluctuations importantes sont mesurées est également mis en évidence avec la caractérisation des structures tourbillonnaires de sillage réalisées précédemment (Chapitre IV.3). La diminution de l'écart type des mesures de C_x met en évidence une meilleure répétitivité des mesures à haut nombre de Reynolds et également une stabilisation de la topologie de l'écoulement de sillage.

D'autre part, les distributions de pressions statiques présentes sur l'arrière de la maquette par la formation du bulbe décollé D (§ IV.3.1.2.2), de la structure tourbillonnaire torique Q (§ IV.3.2.2.3) et des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 (§ IV.3.3.3) sont utilisées pour évaluer la contribution de chacune à la traînée totale. La traînée totale se décompose en fonction de la surface considérée comme suit :

$$C_x = - \underbrace{\iint_{S_D} C_p dS \vec{n}_2 \cdot \vec{x}}_{c_x^D} - \underbrace{\iint_{S_T} C_p dS \vec{n}_2 \cdot \vec{x}}_{c_x^T} - \underbrace{\iint_{\Sigma_3} C_p dS \vec{n}_2 \cdot \vec{x}}_{c_x^Q} + C_x^{\text{autres}}, \quad (\text{IV.12})$$

où S_D et S_T correspondent respectivement aux bandes de largeur $y = 3l_A/4$ et $y = l_A/4$ de lunette arrière sur lesquelles se développent respectivement le bulbe D et les structures tourbillonnaires longitudinales (Figure IV.30). Les sources de traînées complémentaires C_x^{autres} sont estimées par différenciation de la traînée totale mesurée aux pesées et de l'intégration des pressions statiques sur l'arrière de la maquette. Ces sources sont attribuées à la traînée de pression induite sur l'avant de la maquette et à la traînée de frottement. La

décomposition du C_x ainsi obtenue est reportée pour deux nombres de Reynolds, $Re=1.2 \times 10^6$ et 1.9×10^6 (Figure IV.50).

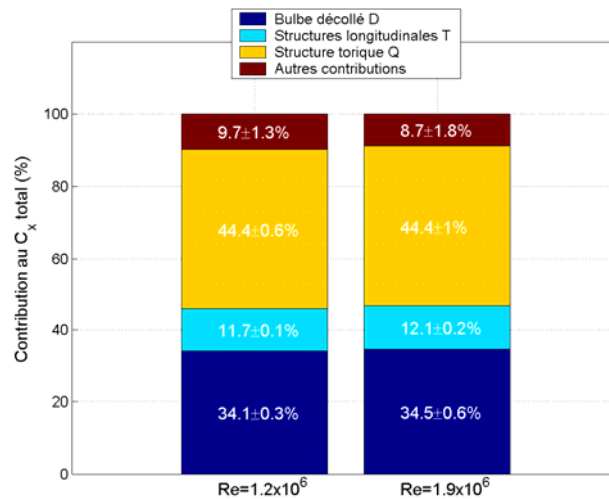


Figure IV.50 : Contributions des différentes sources de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds

La décomposition de la traînée aérodynamique montre que la contribution des différentes sources de traînée évolue peu avec le Reynolds (Figure IV.50). Le bulbe décollé D et la structure tourbillonnaire Q sont les deux principales causes de C_x avec respectivement des contributions de l'ordre de 34.3% et 44.4%. Ensuite viennent les structures tourbillonnaires longitudinales avec une contribution de l'ordre de 11.9%. Une légère augmentation de leur participation est toutefois suggérée par les résultats. Enfin, les autres sources de traînée représentent environ 9.2% de la traînée totale. Une diminution de leur participation est suggérée par les résultats. La diminution est toutefois dans l'incertitude de mesure calculée à partir des nombreuses réalisations de la mesure de traînée totale.

La décomposition de la traînée est également réalisée avec contrôle pour déterminer l'évolution et les contributions de chaque structure tourbillonnaire (§ IV.4.2).

3.4.3. Précision sur l'influence de la position de la fente sur le C_x

Les résultats reportés sur la Figure IV.48 permettent de comparer l'évolution des valeurs de traînée en fonction de la configuration de montage de l'actionneur, amont (Figure IV.4) ou aval (Figure IV.5), et de la position de la fente pour $d=0.5$ mm. Lorsque le nombre de Reynolds croît de 10^6 à 1.9×10^6 , la diminution des valeurs de C_x est de l'ordre de 1.5% avec le montage amont (M0u et M1u) et de l'ordre de 5% avec le montage aval (M1d et M2d). Une diminution de l'ordre de 5% est également observée avec le montage amont pour le cas M1u (2) (Figure IV.49) pour lequel la jonction entre la plaque mobile qui représente la fin du pavillon et la plaque de la lunette arrière est lissée.

Les résultats suggèrent donc que l'évolution de la traînée aérodynamique est particulièrement sensible à l'aspect de surface de la maquette au niveau de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 . Le décollement de l'écoulement en fin de pavillon est "géométrique", c'est-à-dire que la formation et la taille du bulbe décollé sont conditionnées par le gradient de pression adverse imposé par la rupture de pente. Le montage amont présente un défaut d'affleurement qui force et entretient la formation de la structure tourbillonnaire D. La

longueur du bulbe décollé D est alors peu sensible au Reynolds et les valeurs de C_x évoluent peu. La similarité des profils de C_p relevés dans le plan longitudinal médian de Σ_2 et l'invariance du coefficient de traînée aérodynamique C_{x0}^{la} en fonction du nombre de Reynolds sont concordantes avec cette observation (Figure IV.33). La décroissance plus importante du C_x relevée dans le cas du montage aval (Figure IV.48) et du montage amont lissé (M1u (2), Figure IV.49) montrent alors que la longueur du bulbe décollé D diminue d'avantage avec l'augmentation du nombre de Reynolds lorsque l'aspect de surface au niveau de la rupture de pente est propre.

Enfin, les évolutions de C_x relevées dans le cas du montage aval (Figure IV.48) et du montage amont lissé (M1u (2), Figure IV.49) montrent que l'influence de la position de la fente sur la maquette est négligeable comparée à celle de l'aspect de surface.

3.4.4. Précision sur l'influence de la largeur de la fente sur le C_x

Les résultats reportés sur la Figure IV.49 permettent de comparer l'influence de la largeur de la fente d dans le cas du montage amont. La largeur de la fente semble avoir peu d'influence sur la traînée aérodynamique. En effet, pour les largeurs de fente inférieures ou égale à 1.5 mm, les valeurs de C_x restent du même ordre de grandeur sur l'ensemble de la gamme de Reynolds. Seuls les résultats obtenus avec la configuration M4u ($d=2.0$ mm) ont une évolution différente et la traînée aérodynamique de la maquette augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Dans ce cas, la césure créée par la présence de la fente modifie certainement la topologie de l'écoulement de sillage.

3.5. Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement sans contrôle

Les comportements moyen et instationnaires de l'écoulement sans contrôle ont été analysés par voie expérimentale et permettent de tirer les conclusions suivantes :

Le bulbe décollé D se caractérise en moyenne par une zone de vitesse longitudinale déficitaire le long de la lunette arrière. Sa longueur est de l'ordre de $0.86l_2$. Les distributions de coefficient de pression statique présentent un "plateau" de C_p sur le haut de la lunette arrière, $0.90 \leq z/H_A$, et par une recompression continue des C_p sur le bas, $0.70 \leq z/H_A \leq 0.90$. Le niveau d'énergie turbulente au niveau de la lunette arrière est élevé sur la bande de fréquence réduite $St_D = [0.07, 1.0]$. Ce niveau d'énergie est associé au battement et à l'émission instationnaire du bulbe décollé dans le sillage de la maquette.

La structure tourbillonnaire torique de culot Q se caractérise dans le plan longitudinal médian par la formation de deux structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 . Dans la zone d'influence de la structure tourbillonnaire Q_1 , $0.35 \leq z/H_A \leq 0.70$, les distributions de C_p sont quasiment constantes ($C_p = -0.30$) et sur la moitié inférieure du culot, $0.05 \leq z/H_A \leq 0.35$, les valeurs de C_p augmentent légèrement. L'activité spectrale de l'écoulement à hauteur du culot est caractérisée par un pic d'énergie à un nombre de Strouhal de $St = 0.36$. Son niveau dépasse peu le niveau d'énergie turbulente présent sur toute la bande de fréquence réduite $St_Q = [0.01, 1.0]$.

Les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 se forment le long des arêtes latérales de la lunette arrière et restent à l'état "colonne" dans le sillage de la maquette jusqu'en $x/H_A=0.8$. Plus en aval, T_1 et T_2 se déstructurent et se dissipent dans l'écoulement de sillage. Les pertes d'énergie volumique associées à la formation des structures tourbillonnaires engendrent sur la lunette arrière une diminution importante des coefficients de pression statique ($C_p=-1.0$).

Par ailleurs, au-delà d'un nombre de Reynolds de 10^6 , le développement des structures tourbillonnaires est peu modifié, les mesures convergent, leur répétitivité est assurée et la contribution de chaque structure tourbillonnaire à la traînée totale n'évolue plus.

La caractérisation de l'écoulement aérodynamique décrite dans ce chapitre est reprise dans le chapitre suivant avec contrôle par jet synthétique.

Chapitre IV.4 - Caractérisation de l'écoulement aérodynamique contrôlé

L'efficacité aérodynamique du contrôle, basée sur la mesure de traînée, est observée en fonction des paramètres du jet synthétique : le coefficient de quantité de mouvement, la fréquence réduite d'excitation et la position d'implantation du jet, et du nombre de Reynolds de l'écoulement amont. Les études bibliographiques montrent d'une part que les performances aérodynamiques de géométries à courbure continue croient avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique (§ II.4.1.3) et d'autre part l'étude numérique réalisée au cours de ce travail de thèse met en évidence une réduction de traînée pouvant atteindre 13% (§ III.3.3). En stationnaire, la topologie de l'écoulement contrôlé est étudiée plus particulièrement en fonction du C_μ . L'évolution des principales structures tourbillonnaires qui composent le sillage (bulbe décollé, structure tourbillonnaire torique et structures tourbillonnaires longitudinales) est examinée. L'analyse spectrale permet d'identifier les instabilités qui se développent dans le plan longitudinal de la maquette. L'une des instabilités est directement pilotée par le jet synthétique. Le mécanisme du contrôle par jet synthétique est explicité par des résultats obtenus en synchronisation de phase avec l'actionneur

4.1. Validation du potentiel aérodynamique du contrôle

4.1.1. Evolution du coefficient de traînée C_x en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ (fréquence réduite F_w^+ constante)

Le potentiel aérodynamique du contrôle est examiné à partir des réductions de traînée aérodynamique ΔC_x (III.21) relevées lorsque le coefficient de quantité de mouvement C_μ du jet synthétique croît. La caractérisation de l'actionneur de jet synthétique effectuée dans le Chapitre IV.2 montre que l'augmentation de la largeur de la fente d permet à fréquence d'excitation constante, $f_j=520$ Hz, de faire varier la quantité de

mouvement injectée par le jet synthétique de 3.2×10^{-6} à $3.7 \times 10^{-4} \text{ m}^4 \cdot \text{s}^{-2}$. A nombre de Reynolds constant, $Re=1.2 \times 10^6$, la gamme de coefficient de quantité de mouvement C_μ (IV.7) ainsi couverte est comprise entre 2.5×10^{-6} et 2.1×10^{-3} pour une fréquence réduite F_w^+ de fonctionnement du contrôle constante et égale à 4.2. Les réductions de traînée mesurées avec les trois largeurs de fente d , M1u ($d=0.5 \text{ mm}$), M2u ($d=1.0 \text{ mm}$) et M3u ($d=1.5 \text{ mm}$) positionnées en amont de la rupture de pente sont ainsi reportées sur la Figure IV.51 en fonction du C_μ .

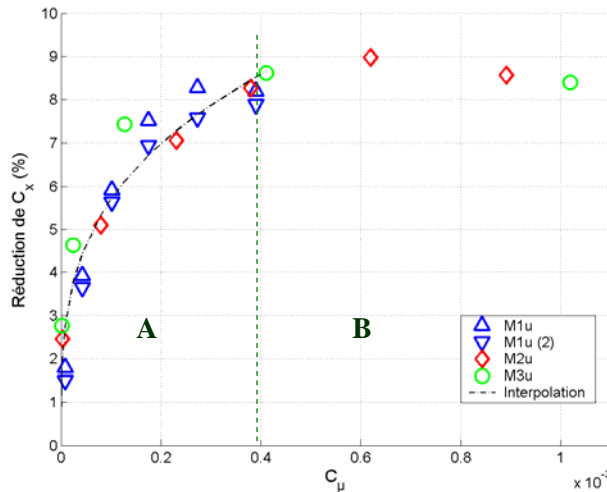


Figure IV.51 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ ($Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Les résultats reportés sur la Figure IV.51 montrent que l'évolution des réductions de traînée aérodynamique se décompose en deux domaines, A et B, en fonction du coefficient de quantité de mouvement. Sur le premier domaine A, pour $C_\mu=[0.0, 4.0 \times 10^{-4}]$ (Figure IV.51), la réduction de traînée aérodynamique de la maquette croît régulièrement avec le coefficient de quantité de mouvement. Une réduction de traînée maximale de l'ordre de 8.5 % est alors obtenue pour $C_\mu=4.0 \times 10^{-4}$. Sur le second domaine B, pour $C_\mu \geq 4.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.51), les réductions de traînée sont constantes et maximales, de l'ordre de 8.5 %. Ces résultats permettent de retrouver les évolutions de réduction de traînée en fonction du C_μ mises en évidence dans la bibliographie (§ II.4.1.3.2) et à partir des simulations numériques (§ III.3.2.1, Figure III.48). Les valeurs de réduction de C_x maximales sont toutefois plus faibles. L'écart est sans doute lié aux simplifications utilisées pour les simulations numériques comme la suppression de l'avant de la géométrie par exemple (§ III.1.1).

De plus, les résultats mettent en évidence une bonne corrélation des réductions de traînée aérodynamique pour les trois largeurs de fente. Par exemple, pour $C_\mu \sim 4.0 \times 10^{-4}$, la moyenne des réductions de C_x mesurées avec les trois largeurs de fentes est égale à 8.4% avec un écart type inférieur à 0.3%. Le coefficient de quantité de mouvement représente donc bien un paramètre dimensionnant l'efficacité du contrôle, indépendamment de la largeur de la fente et donc du nombre de Stokes S_j (II.48).

L'évolution des réductions de traînée aérodynamique sur le premier domaine, $C_\mu = [0.0, 4.0 \times 10^{-4}]$, est caractérisée à l'aide d'une interpolation linéaire de la forme :

$$\Delta C_x = A.(C_\mu)^n, \quad (\text{IV.13})$$

où n est un paramètre fixé de telle sorte que l'écart type entre la droite d'interpolation et les mesures expérimentales soit minimal. L'évolution de l'écart type en fonction du paramètre n montre que pour $n=0.27$, l'écart type est minimum et de l'ordre de 0.64%

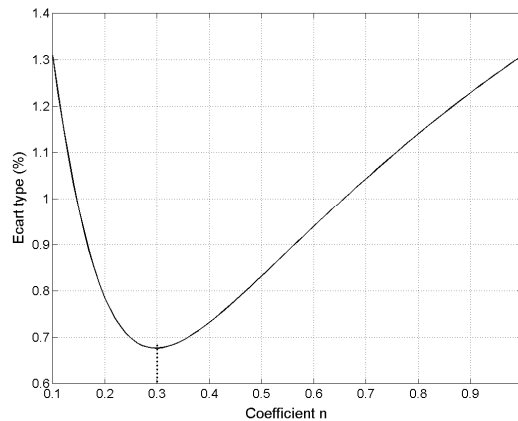


Figure IV.52 : Evolution de l'écart type entre la courbe d'interpolation et les résultats expérimentaux en fonction du coefficient d'interpolation n

Sur la gamme de coefficient de quantité de mouvement $C_\mu = [0.0, 4.0 \times 10^{-4}]$, l'évolution de la réduction de traînée est alors de la forme :

$$\Delta C_x = 0.885 \cdot (C_\mu)^{0.30} \quad (\text{IV.14})$$

L'équation (IV.14) est utilisée dans la suite de travail comme référence. Dans le cadre d'une application industrielle, cette courbe pourrait être utilisée comme loi de commande du contrôle par jet synthétique.

Maintenant que le potentiel aérodynamique est validé expérimentalement, les mesures dans l'écoulement permettent de caractériser les effets du contrôle de l'écoulement de sillage. Pour cela, les quatre structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage sont caractérisées lorsque le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique augmente.

4.1.2. Evolution du coefficient de traînée C_x en fonction de la fréquence réduite F_w^+ .

Le coefficient de quantité de mouvement C_μ du jet synthétique apparaît comme le paramètre dimensionnant du contrôle pour une fréquence réduite de travail donnée. Les travaux issus de la bibliographie (§ II.4.1.3.1) et les résultats numériques 2D (§ III.2.2.2) montrent cependant que la fréquence F_w^+ de fonctionnement du jet synthétique contribue également à l'efficacité du contrôle.

Pour rappel, la fréquence réduite F_w^+ de fonctionnement du jet synthétique est définie par :

$$F_w^+ = \frac{f_j H_A}{U_\infty}, \quad (\text{IV.15})$$

où f_j est la fréquence d'excitation des membranes, H_A la hauteur de la maquette et U_∞ la vitesse de l'écoulement incident. Comme la hauteur de la maquette est fixe, l'influence de la fréquence réduite F_w^+ peut être étudiée en fonction de la fréquence de travail des membranes f_j ou encore de la vitesse de l'écoulement incident U_∞ .

Dans les deux cas, l'évolution des paramètres ne permet pas d'effectuer une étude entière en conservant un coefficient de quantité de mouvement constant : d'une part la caractérisation de l'écoulement de jet synthétique montre que la quantité de mouvement injectée par l'actionneur varie largement en fonction de sa fréquence de travail (Figure IV.23, § IV.2.2.1), d'autre part l'augmentation de la vitesse de l'écoulement réduit le coefficient de quantité de mouvement délivré par l'actionneur.

L'influence de la fréquence réduite F_w^+ sur l'efficacité du contrôle est donc étudiée en faisant varier indépendamment les deux paramètres, f_j et U_∞ . Les réductions de C_x sont alors comparées à la loi d'évolution définie précédemment pour $F_w^+=4.2$ et $Re=1.2 \times 10^6$ (IV.14).

Les réductions de traînée sont mesurées pour différentes fréquences d'excitation des membranes, $f_j=100, 200, 300, 400, 600, 650$ et 1500 Hz, et pour deux tensions d'alimentation, $A_0=25$ et 50 V, lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est égal à $Re=1.2 \times 10^6$. La gamme de fréquence réduite ainsi balayée est comprise entre $F_w^+=0.8$ et 12.1 (Figure IV.53). Par ailleurs, les réductions de C_x sont mesurées pour deux nombres de Reynolds, $Re=0.5 \times 10^6$ et 1.9×10^6 lorsque la fréquence d'excitation du jet synthétique est égale à $f_j=520$ Hz. Les fréquences réduites associées sont respectivement égales à $F_w^+=10.5$ et 2.6 (Figure IV.54). Toutes ces mesures sont effectuées avec les trois largeurs de fente de l'actionneur positionné en amont : $d=0.5$ mm (M1u), 1.0 mm (M2u) et 1.5 mm (M3u).

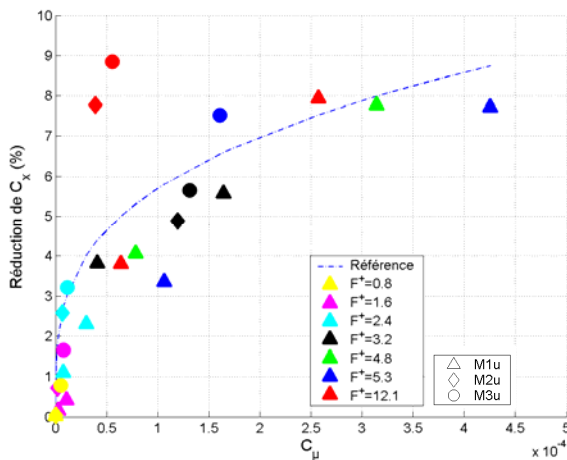


Figure IV.53 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ lorsque la fréquence réduite de travail du jet synthétique varie à l'aide de la fréquence d'excitation des membranes f_j ($Re=1.2 \times 10^6$). Les couleurs représentent la variation de F_w^+ et les symboles la variation de d

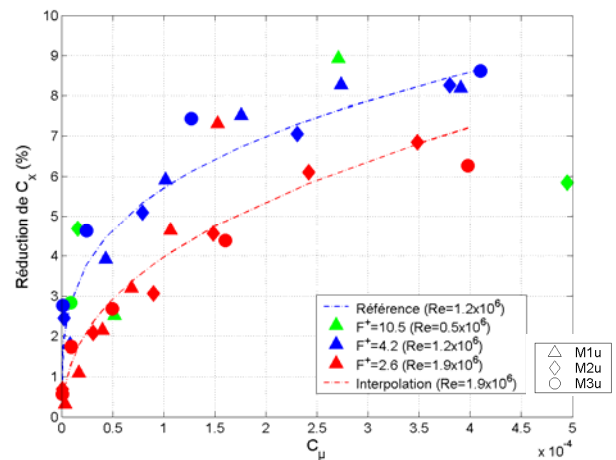


Figure IV.54 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement varie ($f_j=520$ Hz). Les couleurs représentent la variation de U_∞ et les symboles la variation de d

4.1.2.1. Influence de la fréquence d'excitation f_j à Reynolds constant

Les réductions de traînée aérodynamique reportées sur la Figure IV.53 mettent en évidence une étroite corrélation des mesures obtenues pour différentes fréquences d'excitation des membranes f_j avec la loi d'évolution (IV.14) définie pour $f_j=520$ Hz ($F_w^+=4.2$). Tant que la fréquence réduite est comprise entre $F_w^+=0.8$ et 5.3 , l'écart de réduction de C_x maximum est inférieur à 2.5% et reste dans l'incertitude accordée à la mesure de la traînée aérodynamique. Des réductions de traînée maximales de l'ordre de 8% sont une

nouvelle fois retrouvées. Pour $F_w^+ = 12.1$, deux mesures mettent en évidence l'obtention de réduction de traînée maximale, de l'ordre de 8 et 9%, pour des valeurs de coefficient de quantité de mouvement faibles, de l'ordre de $C_\mu = 0.5 \times 10^{-4}$.

Par conséquent, l'efficacité aérodynamique du contrôle est indépendante de la fréquence réduite de travail du jet synthétique tant que celle-ci est d'ordre 1. La réduction de traînée aérodynamique évolue avec le coefficient de quantité de mouvement C_μ selon la tendance définie par la loi d'évolution (IV.14). Les résultats suggèrent toutefois une tendance d'évolution différente et une efficacité du contrôle plus importante lorsque la fréquence réduite est d'ordre 10. La différence d'évolution peut être liée à l'existence d'un couplage entre les fréquences de l'écoulement et du contrôle [TIA-06].

La tendance d'évolution de la réduction de traînée est jusqu'à présent examinée à nombre de Reynolds constant. Est-elle vérifiée lorsque le nombre de Reynolds change ?

4.1.2.2. Influence du nombre de Reynolds Re à fréquence d'excitation constante

Les résultats reportés sur la Figure IV.54 pour différents nombres de Reynolds montrent une nouvelle fois une augmentation régulière des réductions de traînée aérodynamique lorsque le coefficient de quantité de mouvement croît. Toutefois, lorsque le nombre de Reynolds est égal à $Re = 1.9 \times 10^6$, les réductions de traînée sont plus faibles que pour $Re = 1.2 \times 10^6$. Un écart de ΔC_x constant de l'ordre de 1.5% est observé sur toute la gamme de $C_\mu = [0.0, 4.0 \times 10^{-4}]$ entre ces deux nombres de Reynolds. La réduction de traînée seuil maximale obtenue pour $Re = 1.9 \times 10^6$ est alors de l'ordre de 6.5%

L'évolution des réductions de C_x suggèrent alors que l'efficacité aérodynamique du contrôle diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Figure IV.54). Compte tenu de la corrélation des mesures relevées précédemment, il semble que la diminution de l'efficacité ne soit pas liée à la diminution de la fréquence réduite de $F_w^+ = 4.2$ à 2.6 mais à l'augmentation de la vitesse de l'écoulement incident.

Par conséquent, à nombre de Reynolds donné, le coefficient de quantité de mouvement tel qu'il est défini dans cette étude permet de spécifier une loi d'évolution de l'efficacité du contrôle. De la même manière que précédemment, une loi d'évolution de la réduction de traînée est définie pour $Re = 1.9 \times 10^6$ par :

$$\Delta C_x = 1.857 \cdot (C_\mu)^{0.41} . \quad (IV.16)$$

Les pesées aérodynamiques fournissent une valeur globale de la traînée du véhicule. Il est nécessaire de regarder plus précisément l'évolution de l'écoulement de sillage à l'arrière du véhicule afin d'expliquer la diminution de la réduction de traînée maximale.

4.1.3. Evolution du coefficient de traînée C_x en fonction de la position de la fente

L'influence de la position de la fente sur l'efficacité aérodynamique du contrôle est ici examinée à partir des résultats de pesée. Les mesures sont réalisées pour trois positions de contrôle par rapport à la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière : M1u ($g = -4$ mm, Figure IV.4), M1d ($g = 2$ mm) et M2d ($g = 4$ mm, Figure IV.5). Les dimensions de la fente sont identiques pour les trois configurations, à savoir $d = 0.5$ mm et $l_j = 200$ mm, et le nombre de Reynolds est égal à $Re = 1.2 \times 10^6$.

Les réductions de traînée aérodynamique sont tout d'abord reportées pour les trois positions de fente en fonction de la fréquence réduite F_w^+ (Figure IV.55). La tension d'alimentation de l'actionneur est fixée à $A_0=25$ V et le coefficient de quantité de mouvement est donc fonction de la fréquence réduite F_w^+ .

La réponse fréquentielle des réductions de traînée aérodynamique met en évidence une évolution non linéaire des réductions de traînée aérodynamique en fonction de la fréquence de travail du jet synthétique. Lorsque la fente est positionnée en amont de la rupture de pente (M1u), une réduction de C_x maximale de l'ordre de 6% est obtenue pour une fréquence réduite F_w^+ égale à 4.2. Lorsque la fente est située en aval de la rupture de pente (M1d et M2d), les réductions de traînée maximale sont obtenues indépendamment de g pour une fréquence réduite F_d^+ de l'ordre de 5.7. Pour cette fréquence réduite de travail, la valeur maximale de la réduction de traînée varie avec g . Elle est de l'ordre de 8% pour $g=2$ mm (M1d) et de 6% pour $g=4$ mm (M2d), comme pour $g=-2$ mm (Figure IV.55).

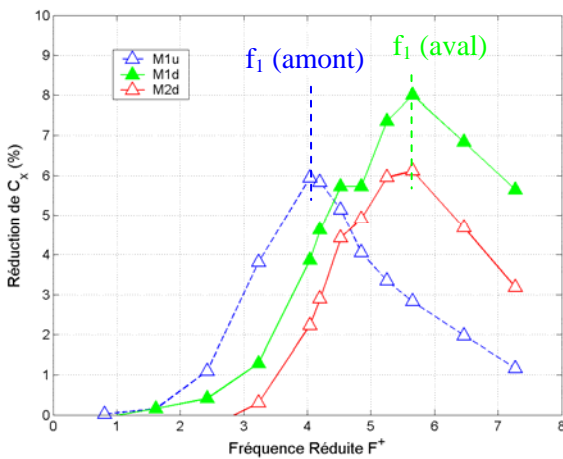


Figure IV.55 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction de la fréquence réduite de travail de l'actionneur de jet synthétique pour trois positions de la fente sur la maquette : $g=-4$ (M1u), 2 (M1d) et 4 mm (M2d) ($Re=1.2 \times 10^6$)

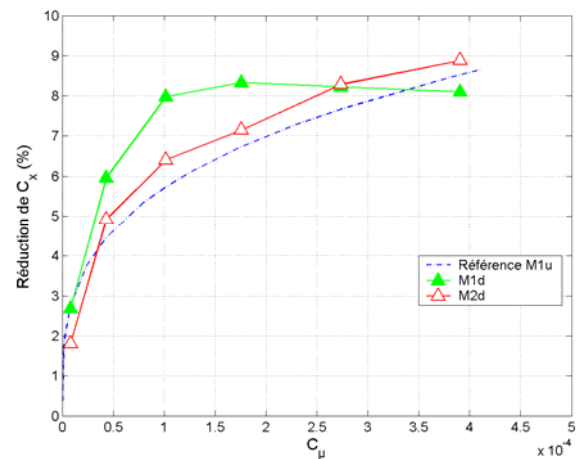


Figure IV.56 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique pour trois position de fente de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = f_1 H_A / U_\infty$)

L'évolution non linéaire de la réduction de C_x en fonction de la fréquence réduite F_w^+ coïncide avec la réponse dynamique de la vitesse de soufflage du jet synthétique en sortie de fente (Figure IV.23.a). Pour la configuration amont, la caractérisation de l'actionneur de jet synthétique a mis en évidence une fréquence de résonance des membranes $f_d=f_1$ égale à 520 Hz (§ IV.2.2.1) pour laquelle un maximum de vitesse de soufflage du jet et également un maximum de réduction de C_x sont relevées. Pour la configuration aval, l'architecture de l'actionneur est identique mais le jeu de membranes change. La modification des membranes se traduit par une évolution de la fréquence de résonance f_d de l'actionneur. Les résultats reportés sur la Figure IV.55 montrent alors que les performances maximales du jet synthétique sont obtenues pour une fréquence d'excitation des membranes f_1 égale à 700 Hz, soit $F_w^+=5.7$ pour $Re=1.2 \times 10^6$. Par ailleurs, l'augmentation de réduction de traînée de 6% à 8% observée entre les positions M2d et M1d suggère que l'efficacité du contrôle croît lorsque celui-ci est positionné au plus près de la rupture de pente.

Maintenant que les fréquences de résonance des actionneurs amont et aval sont identifiées, l'efficacité du contrôle peut être comparée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ pour chaque position de

la fente. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est fixé à 1.2×10^6 , les actionneurs sont respectivement excités à la fréquence de résonance associée aux membranes, $F_w^+ = 4.2$ dans le cas amont et $F_w^+ = 5.7$ dans le cas aval, et le coefficient de quantité de mouvement varie entre 0 et 3.9×10^{-4} (Figure IV.56).

L'évolution des réductions de C_x met en évidence deux tendances d'évolution en fonction de la distance à laquelle se trouve la fente de la rupture de pente (Figure IV.56) :

- Lorsque la fente est positionnée à plus ou moins 4 mm de la rupture de pente (respectivement M2d et M1u), l'évolution des réductions de traînée en fonction du C_μ est comparable pour les deux positions de fente et des réductions maximales de l'ordre de 8.7% sont obtenues pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$.
- Lorsque la fente est positionnée au plus près de la rupture de pente, $g=2$ mm (M1d), l'augmentation de la réduction de traînée en fonction du C_μ est plus importante. La réduction de traînée maximale de l'ordre de 8.3% est ainsi obtenue pour une valeur de coefficient de quantité de mouvement plus faible, de l'ordre de $C_\mu = 1.7 \times 10^{-4}$. Pour des valeurs de C_μ supérieures, $C_\mu \geq 1.7 \times 10^{-4}$, l'obtention d'un plateau de réductions de C_x , autour de $\Delta C_x = 8\%$, est à nouveau observé

Les réductions de traînée aérodynamique relevées pour les trois positions de la fente montrent donc que l'efficacité du contrôle croit lorsque la fente du jet synthétique est positionnée au plus près de la ligne de décollement naturelle. Ce résultat est également mis en évidence expérimentalement autour d'un profil d'aile [AMI-01]. Les auteurs suggèrent que la ligne de décollement est la zone de l'écoulement la plus sensible et donc réceptive à l'excitation introduite par le jet synthétique.

L'optimisation de la position du contrôle permet par conséquent de réduire l'énergie nécessaire au contrôle de l'écoulement et à l'obtention de la réduction de traînée maximale. Elle ne permet cependant pas, comme les résultats de simulation numérique le suggèrent (§ III.0), d'accroître les performances aérodynamiques en terme de réduction de traînée maximale, la valeur seuil étant de l'ordre de $\Delta C_x = 8.5\%$ dans cette étude expérimentale. Dans le cadre de l'application automobile, le réel intérêt de l'optimisation de la position du contrôle n'est pas tant la réduction du coût énergétique, négligeable par rapport au gain énergétique^{§§§}, mais plus la réduction du besoin en C_μ délivré par l'actionneur pour atteindre une réduction de traînée maximale. Les performances aérodynamiques demandées à l'actionneur limitent en effet l'utilisation des actionneurs de type MEMS (cf. bibliographie, § II.2.3).

4.2. Caractérisation stationnaire des effets du contrôle

Les réductions de traînée aérodynamique mesurées précédemment indiquent que le contrôle par jet synthétique agit favorablement sur l'écoulement de sillage de la maquette. Dans cette section, les effets du contrôle sont étudiés en examinant l'évolution de la topologie moyenne de l'écoulement de sillage. Pour cela, les quatre principales structures tourbillonnaires qui composent le sillage sont caractérisées lorsque le coefficient de quantité de mouvement varie entre $C_\mu = 0.0$ et 3.9×10^{-4} . La maquette est équipée du montage

^{§§§} En effet, la puissance consommée par l'actionneur piézo-électrique utilisé dans cette étude est de l'ordre de 50 W (échelle 1) pour un gain de l'ordre de 2.3 kW. Le gain énergétique est estimé en considérant une réduction de C_x de 8% sur une Logan (Dacia) en régime autoroutier (120 km/h). La réduction de traînée engendre alors une réduction de consommation de l'ordre de 0.6 l/100 km et de 3 g/km des émissions de CO₂.

M1u (Amont, $d=0.5$ mm). Le Reynolds de l'écoulement est fixé à $Re=1.2 \times 10^6$, et la fréquence réduite de fonctionnement de l'actionneur égale à $F_w^+=4.2$.

4.2.1. Contrôle du bulbe décollé D

Les visualisations pariétales de l'écoulement sur la lunette arrière permettent tout d'abord d'identifier l'influence du contrôle sur le bulbe décollé D. Les mesures PIV réalisées dans le plan longitudinal médian de la maquette permettent ensuite de caractériser l'évolution de la topologie de l'écoulement au dessus de Σ_2 en fonction du C_μ et particulièrement sur l'évolution des vitesses longitudinale U_x et de la vorticité Ω_y . Enfin, le changement de topologie de l'écoulement est analysé à la paroi à l'aide des mesures de coefficient de pression statique.

4.2.1.1. Visualisations pariétales

L'influence du contrôle est tout d'abord examinée à partir des visualisations pariétales réalisées sur la moitié droite (vue de derrière) de la lunette arrière. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est constant, $Re=1.2 \times 10^6$, et les visualisations pariétales sont faites pour deux valeurs de coefficient de quantité de mouvement 1.0×10^{-4} (Figure IV.57.b) et 3.9×10^{-4} (Figure IV.57.c) pour lesquels les réductions de traînée sont respectivement égales à 5.6% et 8.3% (Figure IV.51). Les visualisations sont comparées à celle relevée sans contrôle (Figure IV.57.a).

Lorsque le contrôle est appliqué avec un coefficient de quantité de mouvement modéré, $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.57.b), la ligne singulière (FS) qui caractérise l'attachement du bulbe décollé D se déplace vers le haut de la lunette arrière. Le nœud d'attachement S est alors positionné en $z/H_A=0.83$. L'application du contrôle permet donc de réduire la longueur du bulbe décollé D. Cette réduction du bulbe décollé D est accompagnée d'une dissociation des lignes d'attachement (FS) et (FC). La visualisation suggère ainsi que la zone de recirculation D et la structure tourbillonnaire T_2 n'interagissent plus entre eux. Le long de l'arête latérale de Σ_2 , la position des lignes d'attachement (FC) et de séparation (FB) qui caractérisent la formation de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 n'évolue pas sous l'effet du contrôle. Le contrôle n'influence donc vraisemblablement pas le développement des structures tourbillonnaires longitudinales.

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique est élevé, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.57.c), les lignes de frottement situées entre le plan longitudinal médian, $y/l_A=0$, et la ligne d'attachement (FC) sont orientées dans le sens de l'écoulement principal. L'écoulement est alors attaché sur toute la longueur de Σ_2 . Le contrôle permet donc de recoller les filets fluides sur Σ_2 et de supprimer le bulbe décollé D. La visualisation reportée sur la Figure IV.57.c montre de plus que le contrôle n'influence pas les lignes de frottement caractéristiques de la formation de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 .

Les visualisations pariétales montrent donc que le contrôle par jet synthétique influence essentiellement le développement du bulbe décollé de lunette arrière. La longueur du bulbe diminue avec l'augmentation du C_μ et le bulbe est complètement supprimé pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, correspondant à la réduction maximale de C_x . Par ailleurs, les visualisations suggèrent que le contrôle n'agit pas sur le développement des structures tourbillonnaires longitudinales, en tout cas à proximité de la maquette. La topologie de l'écoulement contrôlé

à la surface de la lunette arrière est la même que celle observée par Rouméas [ROU-06] à l'aide d'une solution de contrôle par aspiration continue appliquée en fin de pavillon.

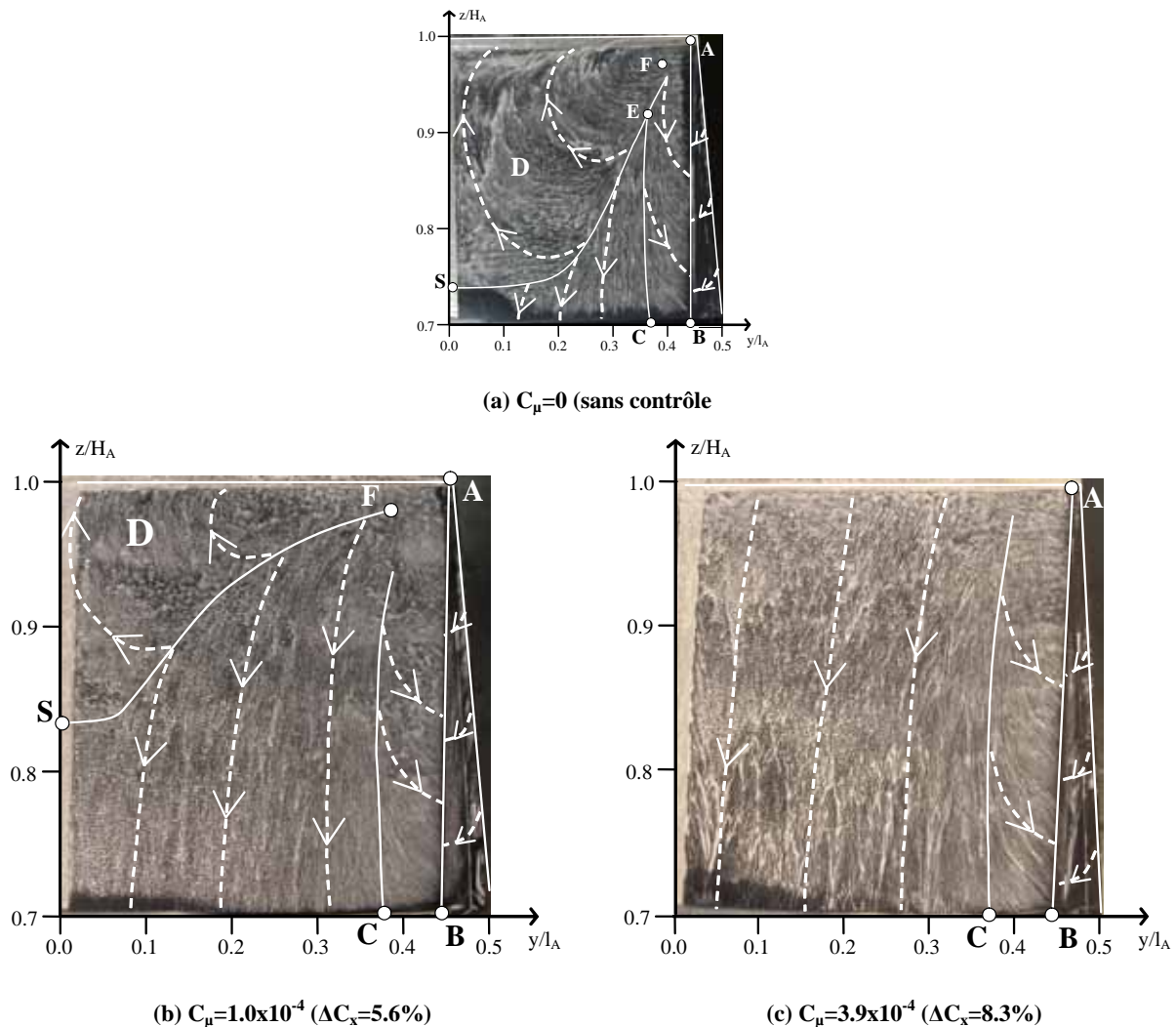


Figure IV.57 : Visualisations pariétales sur la moitié droite de la lunette arrière pour (a) $C_{\mu}=0$ (sans contrôle), (b) $C_{\mu}=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_{\mu}=3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $F_w^*=4.2$ Hz, $Re=1.2 \times 10^6$)

4.2.1.2. Profils de vitesse longitudinale U_x

Les mesures PIV sont réalisées dans le plan longitudinal médian pour les trois valeurs de coefficient de quantité de mouvement correspondant aux visualisations pariétales précédentes : $C_{\mu}=0$ (sans contrôle), 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} (Figure IV.57). Le nombre de Reynolds est égal à 1.2×10^6 et la fréquence réduite de fonctionnement du jet synthétique à 4.2. Les profils verticaux de vitesse longitudinale U_x sur la lunette arrière sont comparés en fonction du coefficient de quantité de mouvement (Figure IV.58). Les épaisseurs de couche limite δ sont déduites des mesures et capitalisées dans la Table IV.7 pour cinq profils situés en $x/H_A =$ (1) -0.63, (2) -0.50, (3) -0.36, (4) -0.22 et (5) -0.08.

Les profils de vitesses reportés sur la Figure IV.58 montrent que la réduction du bulbe décollé D est accompagnée d'une diminution des épaisseurs de couche limite sur toute la longueur de la lunette arrière. Cette réduction est de l'ordre de 2×10^{-3} mm en $x/H_A = -0.63$, 7×10^{-3} m en $x/H_A = -0.50$ et d'environ 13×10^{-3} m en $x/H_A = -0.08$ entre les épaisseurs de couche limite mesurées sans contrôle et avec contrôle pour $C_{\mu}=3.9 \times 10^{-4}$ (Table IV.7).

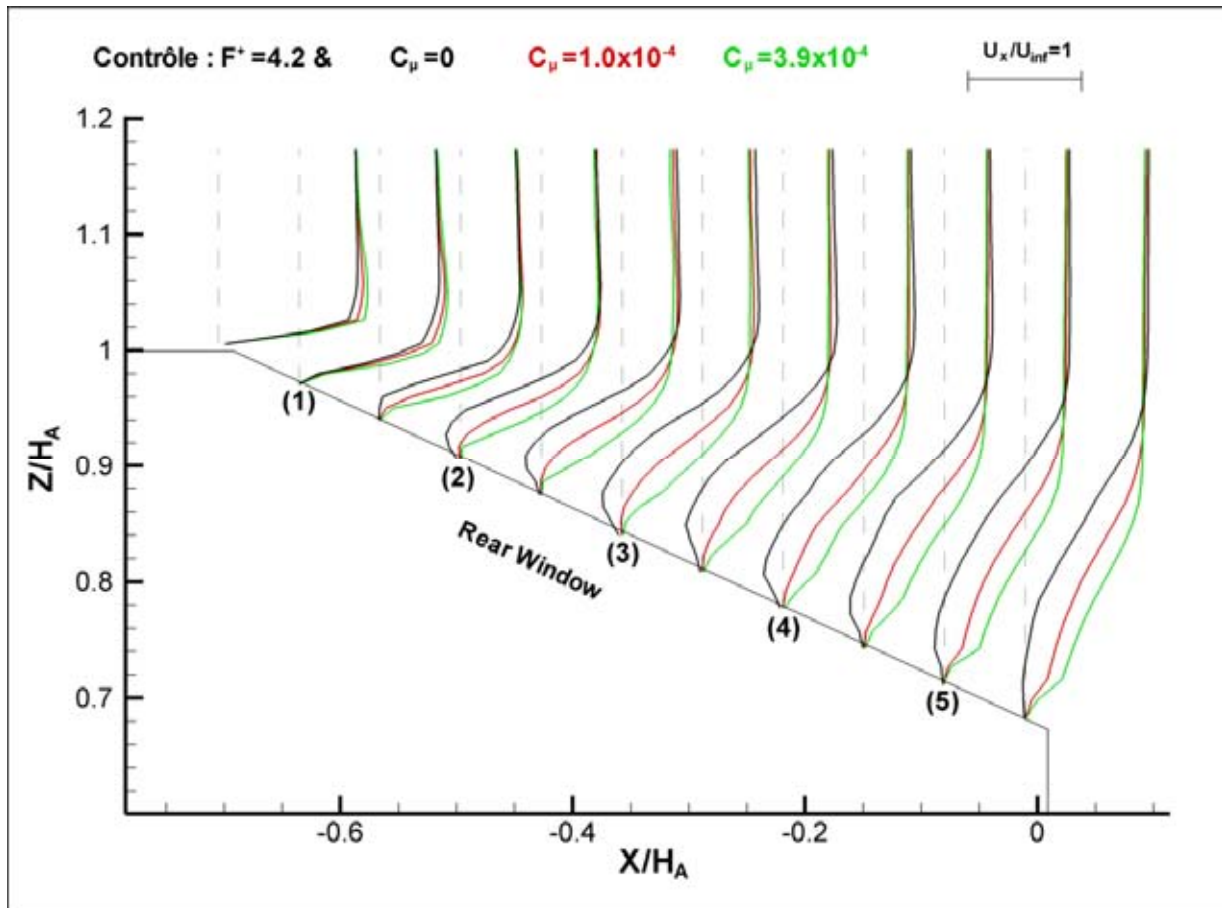


Figure IV.58 : Profils verticaux de vitesse longitudinale en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique $C_\mu=0$, 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Par ailleurs, la réduction de l'épaisseur des couches limites est accompagnée d'une augmentation des vitesses en proche paroi. Sans contrôle, les profils de vitesse sous le bulbe décollé D sont caractérisés par la présence d'un point d'inflexion et par des valeurs de vitesses négatives, synonymes de couche limite décollée [COU-00]****. Le décollement est initié à la rupture de pente par le gradient de pression adverse le long du divergent formé par l'angle de la lunette arrière. Lorsque le coefficient de quantité de mouvement du contrôle augmente, les vitesses en proche paroi augmentent depuis le bas de Σ_2 vers le haut. De cette manière, le point d'inflexion disparaît en faveur d'un profil de couche limite à courbure continue représentatif d'une couche limite attachée. L'introduction de quantité de mouvement à l'aide du contrôle permet alors de renforcer l'écoulement pour qu'il résiste au gradient de pression adverse.

δ ($x10^{-3}$ m)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
$C_\mu=0$	6	15	27	38	47
$C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$	6	13	22	32	41
$C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$	4	11	20	26	34

Table IV.7 : Récapitulatif des épaisseurs de couche limite δ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

La diminution de l'épaisseur de la couche limite sur Σ_2 est également observée par Rouméas [ROU-06] lorsque le bulbe décollé D est supprimé par aspiration continue. Toutefois, l'épaisseur δ mesurée sur le bas de

**** Les profils de couche limite utilisés ici ne permettent pas de quantifier précisément l'influence du contrôle sur l'évolution du point d'inflexion. En effet, pour cela il est nécessaire de représenter les profils de couche limite normaux à la paroi.

Σ_2 , $x/H_A = -0.08$, avec le contrôle par aspiration est plus faible, de l'ordre de 20×10^{-3} m, que pour le contrôle par jet synthétique, $\delta = 34 \times 10^{-3}$ m. La différence observée sur les épaisseurs de couche limite suggère l'existence d'un mécanisme de suppression de la structure tourbillonnaire D différent entre les deux solutions de contrôle.

4.2.1.3. Cartographies de vorticité Ω_y

Les cartographies de vorticité Ω_y (III.15) calculées à partir des champs de vitesse permettent d'identifier le mécanisme de contrôle à l'origine de la suppression du bulbe décollé (Figure IV.59). Les cartographies sont accompagnées des lignes de courant de l'écoulement moyen.

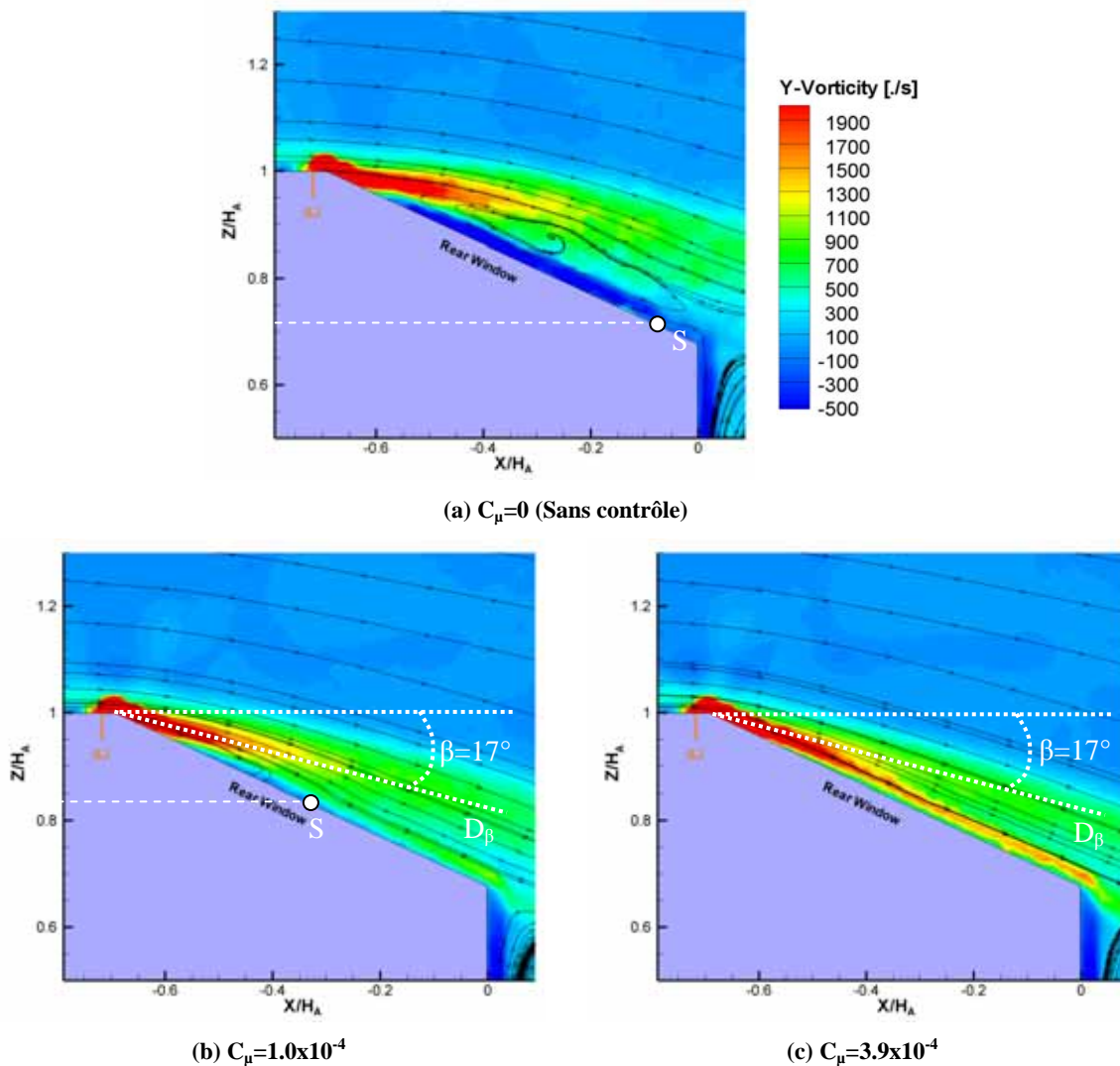


Figure IV.59 : Cartographies moyennes de vorticité Ω_y relevées dans le plan longitudinal médian pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Sans contrôle (Figure IV.59.a), les lignes de courant mettent en évidence la zone de recirculation associée au bulbe D. Celui-ci prend naissance au niveau de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 et se referme sur le bas de Σ_2 au niveau du point S positionné en $z/H_A=0.71$, soit légèrement plus en aval que pour la visualisation pariétale (Figure IV.57.a). La superposition des lignes de courant et de la fausse couleur de vorticité Ω_y montre que la frontière supérieure du bulbe décollé D est associée au développement d'une nappe de vorticité dont les valeurs sont élevées, supérieures à 1500 s^{-1} . La nappe de vorticité représente le développement de la nappe de cisaillement qui se forme à la suite du décollement des filets fluides en fin de pavillon.   la surface

de la maquette, la recirculation de l'écoulement vers le haut de la lunette arrière forme une nappe de vorticité dont les valeurs sont négatives.

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement de l'actionneur est modéré, $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.59.b), les lignes de courant issues de Σ_1 sont déviées vers la surface de la maquette et le nœud d'attachement S se déplace vers le haut de Σ_2 . Il est alors situé en $z/H_A=0.82$, comme sur la visualisation pariétale (Figure IV.57.b). L'épaisseur et la longueur du bulbe décollé se réduisent alors sous l'effet du contrôle. La réduction du bulbe décollé D se traduit par des valeurs de vorticité négative sur la première moitié de Σ_2 et les valeurs de vorticité positive relevées sur la seconde moitié montrent que l'écoulement est attaché. Par ailleurs, pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$, une seconde nappe de vorticité se dégage de la cartographie de Ω_y (Figure IV.59.b). Cette nappe est localisée le long d'une droite D_β inclinée d'un angle $\beta=17^\circ$ par rapport à l'écoulement incident.

Pour le coefficient de quantité de mouvement maximal, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.59.c), les modifications observées précédemment se poursuivent :

- Au niveau de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 , les lignes de courant sont tangentes à la lunette arrière. Le bulbe décollé D est complètement supprimé.
- Les valeurs de vorticité sont positives et élevées sur toute la longueur de Σ_2 , de l'ordre de 900 s^{-1} . L'augmentation de la vorticité en proche paroi est liée à l'attachement de la couche limite observé précédemment lorsque le C_μ croit (Figure IV.58).
- La seconde nappe de vorticité inclinée suivant une droite D_β se détache de la première positionnée à la surface de Σ_2 . La dissociation des deux nappes de vorticité montre que la seconde nappe de vorticité n'est pas liée à la suppression du bulbe décollé D, mais à la formation d'une nappe de cisaillement dans la couche limite qui se développe sur la lunette arrière.

Lorsque que le coefficient de quantité de mouvement croît, la réduction du bulbe décollé D est liée à l'orientation de la nappe de cisaillement issue du décollement qui prend naissance en fin de pavillon vers la paroi de Σ_2 . Le bulbe décollé D est supprimé lorsque la nappe de cisaillement est orientée tangentiellement à Σ_2 et l'écoulement moyen attaché sur toute la longueur de Σ_2 . L'orientation de la nappe de cisaillement est accompagnée par le développement d'une seconde nappe de vorticité le long d'une droite D_β inclinée de $\beta=17^\circ$ par rapport à l'écoulement incident. L'action du contrôle par jet synthétique sur le bulbe décollé résulte de l'introduction d'un mécanisme tourbillonnaire secondaire dans l'écoulement. Ce mécanisme tourbillonnaire de contrôle explique alors l'écart d'épaisseur de couche limite observé précédemment entre la solution de contrôle stationnaire (aspiration continue [ROU-06], pas de développement d'une seconde nappe de vorticité) et instationnaire (jet synthétique). L'amélioration de la compréhension des mécanismes de contrôle par jet synthétique nécessite alors une caractérisation fréquentielle du bulbe décollé D. Avant cela, la réduction du bulbe décollé D est caractérisée à l'aide des relevées de pression statique sur la lunette arrière.

4.2.1.4. Distributions de C_p

L'évolution des coefficients de pression statique C_p (III.19) est étudiée pour quatre valeurs de C_μ , $C_\mu=0$, 8.3×10^{-6} , 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} , afin de caractériser la réduction du bulbe décollé D. Les profils de C_p sont

relevés dans le plan longitudinal médian de la maquette $y/l_A=0$ (Figure IV.60.a) et dans le plan $y/l_A=-0.23$ (Figure IV.60.b).

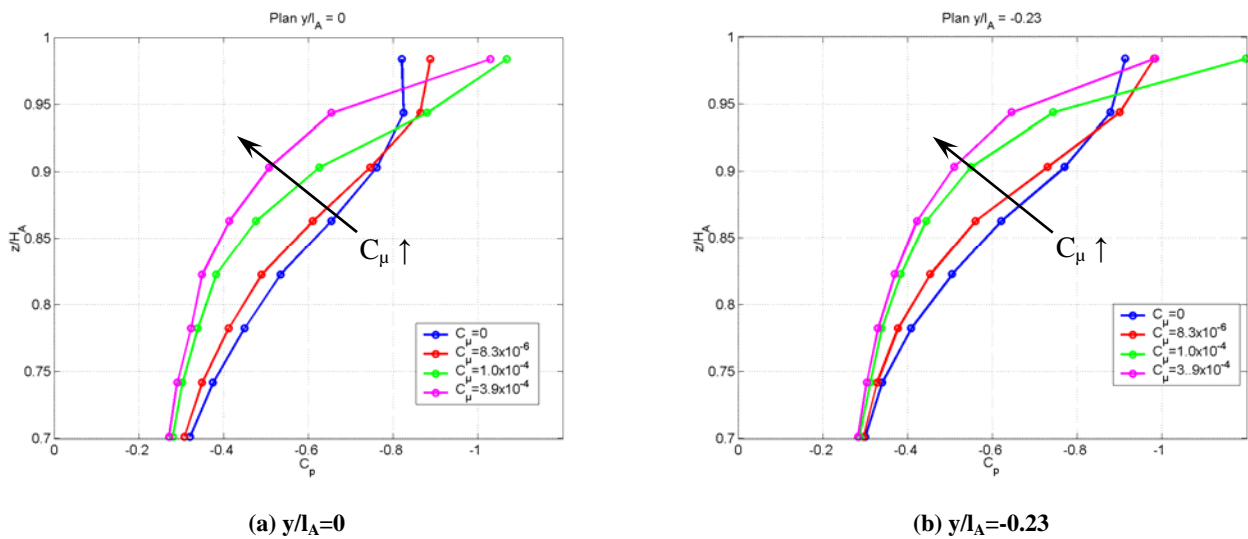


Figure IV.60 : Distribution de coefficient de pression statique sur la lunette arrière en (a) $y/l_A=0$ et (b) $y/l_A=-0.23$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Les résultats reportés sur la Figure IV.60.a montrent tout d'abord que la position du point invariant $C_D^{\dagger\dagger\dagger}$ (§ IV.3.2.2.3), se déplace vers le haut de la lunette arrière lorsque le C_μ augmente. Il est positionné en $z/H_A=0.90$ sans contrôle, en $z/H_A=0.94$ pour $C_\mu=8.3 \times 10^{-6}$, en $z/H_A=0.98$ pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$. Pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, lorsque l'écoulement est complètement attaché sur Σ_2 , le profil de C_p ne laisse plus apparaître de point d'inflexion. Le déplacement du point C vers le haut de la lunette arrière est également retrouvé dans le plan longitudinal $y/l_A=-0.23$ lorsque le C_μ augmente (Figure IV.60.b). Dans ce plan, la comparaison des profils de C_p à iso- C_μ suggèrent que la position du point C est systématiquement plus en amont sur Σ_2 que dans le plan médian.

Ensuite, les distributions de C_p évoluent différemment en fonction du C_μ sur deux domaines identifiés en amont et en aval du point d'inflexion C_D :

- Sur le premier domaine, en amont du point C_D , une diminution des valeurs de C_p est relevée lorsque le C_μ augmente. Elles sont respectivement de l'ordre de -0.80, -0.88 et -1.06 pour $C_\mu=0$, 8.3×10^{-6} et 1.0×10^{-4} en $z/H_A=0.97$ (Figure IV.60.a et b).
- Sur le second domaine, en aval du point C_D , les valeurs de C_p augmentent avec l'augmentation du C_μ . Sur le bas de Σ_2 , en $z/H_A=0.70$, les valeurs de C_p sont de l'ordre de -0.30 sans contrôle est égale à -0.26 pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.60.a et b).

L'évolution des valeurs de C_p coïncide avec l'évolution de la topologie de l'écoulement sur la lunette arrière, et particulièrement avec celle du bulbe décollé D (Figure IV.57). Les résultats montrent que le déplacement du point C_D vers le haut de la lunette arrière est associé à la diminution de la longueur du bulbe

^{††††} Rappel : Sans contrôle, le point C_D divise le profil de C_p en deux domaines sur lesquels les évolutions sont distinctes. Le premier domaine, $0.90 \leq z/H_A$, est caractérisé par un plateau de C_p et le second domaine, $0.70 \leq z/H_A \leq 0.90$, par une recompression continue. Les résultats sans contrôle montrent que sa position est directement liée à la longueur du bulbe décollé D.

décollé D. Le point C_D n'est alors plus visible lorsque l'écoulement est complètement attaché. La position de ce point relevée sans contrôle pourrait servir au dimensionnement de l'actionneur, et particulièrement au dimensionnement de la quantité de mouvement nécessaire à la suppression du bulbe décollé. Une résolution spatiale plus fine des sondes de pression statique serait toutefois nécessaire à la formulation d'un critère.

Par conséquent, l'application du contrôle et l'augmentation du C_{μ} entraînent une diminution de plus en plus importante des coefficients de pression statique sur le haut de la lunette arrière, $0.98 \leq z/H_A$. La réduction, voire la suppression, de la zone de recirculation D se traduit cependant par une recompression de l'écoulement plus importante, de telle sorte que les valeurs de C_p sont supérieures à celle relevées sans contrôle sur la majeure partie de la lunette arrière, c'est-à-dire pour $z/H_A \leq 0.96$ pour la meilleure configuration de contrôle. La suppression de la zone de recirculation est favorable en terme d'effort de pression statique qui s'applique sur Σ_2 et donc en pour la réduction de traînée aérodynamique. Les conséquences d'une réduction de la zone de recirculation D sur l'évolution des profils de C_p sont comparables à celles observées numériquement (§ III.3.2.1.5) ou avec une solution par aspiration continue [ROU-06].

4.2.2. Contrôle de la structure tourbillonnaire torique de culot

L'influence du coefficient de quantité de mouvement sur le développement de la structure tourbillonnaire torique Q de culot est analysée à l'aide des mesures réalisées dans le plan longitudinal médian $y/l_A=0$. Les mesures PIV permettent tout d'abord de caractériser l'évolution de la zone de recirculation Q en fonction du C_{μ} . Ensuite, les profils de coefficient de pression statique révèlent l'influence du contrôle de la structure tourbillonnaire Q de l'écoulement de sillage.

4.2.2.1. Cartographies de vortacité Ω_y

L'évolution de la structure tourbillonnaire torique Q est tout d'abord étudiée à l'aide des cartographies de vortacité Ω_y accompagnées des lignes de courant et relevées pour : $C_{\mu}=0$ (sans contrôle, Figure IV.61.a), $C_{\mu}=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.61.b) et $C_{\mu}=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.61.c).

Sans contrôle (Figure IV.61.a), les lignes de courant mettent en évidence les deux structures tourbillonnaires transversales contrarotatives Q_1 et Q_2 qui composent le tore Q (§ IV.3.2.1). L'enroulement des structures tourbillonnaires forme un point singulier selle S_Q de coordonnées $(\lambda_{SQ}/H_A, h_{SQ}/H_A) = (0.60, 0.12)$. Le point S_Q marque la fin de la zone de recirculation moyenne de sillage. L'attachement des structures tourbillonnaires sur le culot est caractérisé par le nœud d'attachement N_C situé en $z/H_A=0.06$, sur le bas du culot. La position relativement basse du nœud N_C résulte du développement d'une structure tourbillonnaire Q_2 plus petite et plus en aval que Q_1 .

Le décollement des filets fluides au niveau de la rupture de pente entre le culot (Σ_3) et le soubassement (Σ_4) donne naissance à une nappe de vortacité dont les valeurs restent élevées et de l'ordre de -1500 s^{-1} quelque soit le coefficient de quantité de mouvement injectée par le jet synthétique (Figure IV.61.a, b et c). L'évolution de la nappe de vortacité suggère alors que le contrôle n'agit pas sur l'écoulement de soubassement.

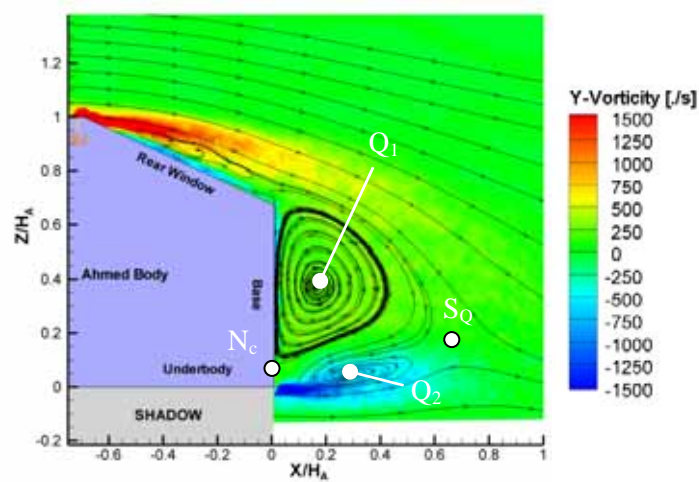
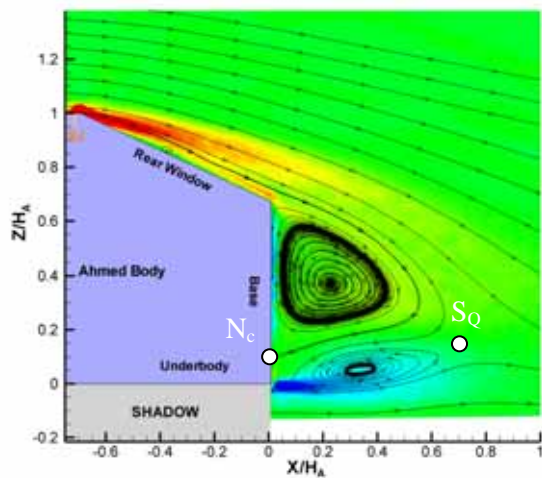
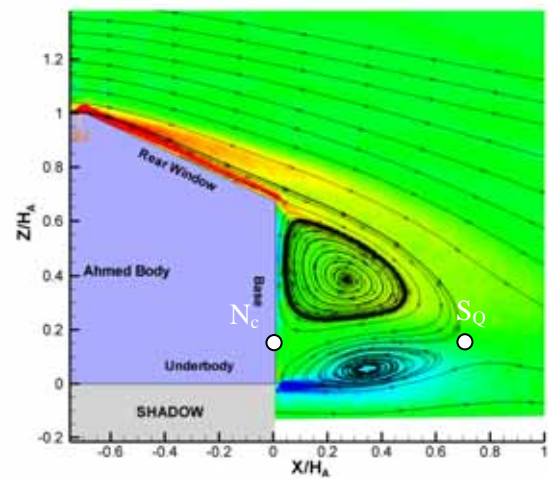

 (a) $C_\mu=0$ (Sans contrôle)

 (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$

 (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$

 Figure IV.61 : Cartographies de vorticité Ω_y relevées dans le plan médian $y/l_A=0$ pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M_{1u} , $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Au niveau de la rupture de pente entre Σ_2 et Σ_3 les valeurs de Ω_y sont plus faibles, de l'ordre de 400 s^{-1} sans contrôle (Figure IV.61.a). L'augmentation du C_μ entraîne un accroissement de la vorticité portée par la nappes de cisaillement qui s'enroule pour former la structure tourbillonnaire Q_1 . La vorticité est de l'ordre de 750 s^{-1} pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.61.b) et 1000 s^{-1} pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.61.c). Dans la nappes de cisaillement, l'amplitude de la vorticité est liée à la valeur du gradient de vitesse longitudinale ΔU_x de part et d'autre de l'épaisseur de la nappes de cisaillement δ_c par :

$$\Omega_y = \frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x} \approx \frac{\Delta U_x}{\delta_c}, \text{ pour } U_z \ll U_x. \quad (\text{IV.17})$$

L'analyse du contrôle du bulbe décollé D (§ IV.4.2.1) montre que la réduction puis la suppression du d coll ment est accompagnée d'un accroissement de la vitesse longitudinale U_x et d'une réduction de l'épaisseur de la couche limite δ sur le bas de Σ_2 . L'accroissement de vorticité résulte donc de la suppression de la structure tourbillonnaire D.

Par ailleurs, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement engendre un éloignement de la structure tourbillonnaire torique Q en aval de la maquette. Les positions occupées par les deux cœurs

tourbillonnaires Q_1 et Q_2 et par les points singuliers S_Q et N_C sont relevées pour les trois valeurs de C_μ (Table IV.8).

	λ_{Q1}/H_A	h_{Q1}/H_A	λ_{Q2}/H_A	h_{Q2}/H_A	λ_{SQ}/H_A	h_{SQ}/H_A	h_{Nc}/H_A
$C_\mu=0$	0.18	0.36	0.29	0.06	0.60	0.12	0.07
$C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$	0.23	0.37	0.33	0.05	0.67	0.12	0.12
$C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$	0.27	0.39	0.35	0.06	0.68	0.12	0.13

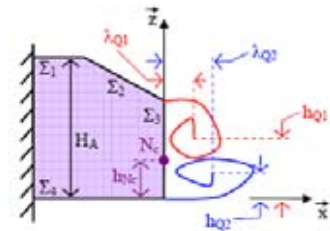


Table IV.8 : Positions des centres tourbillonnaires Q_1 et Q_2 , et des points singuliers S_Q et N_C relevées en fonction du coefficient de quantité de mouvement

Les résultats reportés dans la Table IV.8 montrent que la structure tourbillonnaire torique Q se déplace en aval de la maquette lorsque le C_μ croît. Les structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 sont respectivement positionnées en $\lambda_{Q1}/H_A=0.18$ et $\lambda_{Q2}/H_A=0.29$ sans contrôle et en $\lambda_{Q1}/H_A=0.27$ et $\lambda_{Q2}/H_A=0.35$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$. L'éloignement de la structure torique Q s'effectue à hauteur constante, $h_{Q1}/H_A=0.37$ et $h_{Q2}/H_A=0.06$. Le déplacement des cœurs tourbillonnaires est accompagné de l'éloignement du point selle S_Q , de $\lambda_{SQ}/H_A=0.60$ pour $C_\mu=0$ à $\lambda_{SQ}/H_A=0.68$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, et donc d'une augmentation de la longueur de la zone de recirculation. Enfin, l'éloignement du centre tourbillonnaire Q_1 est plus important que celui de Q_2 et le nœud d'attachement N_C se déplace vers le haut de Σ_3 , de $h_{Nc}/H_A=0.07$ pour $C_\mu=0$ à $h_{Nc}/H_A=0.13$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$. L'évolution de la structure tourbillonnaire torique indique que l'attachement de l'écoulement sur Σ_2 apporte de la symétrie à l'écoulement de sillage proche.

Les profils de vitesse longitudinale relevés dans le sillage mettent en évidence les conséquences du contrôle sur l'écoulement de sillage.

4.2.2.2. Profils de vitesse longitudinale U_x

Les profils transversaux de vitesse longitudinale U_x sont relevés dans le plan longitudinal médian du C_μ à cinq distances du culot : $x/H_A = (6) 0.10, (7) 0.31, (8) 0.48, (9) 0.65$ et $(10) 0.83$ (Figure IV.62).

L'accroissement de vitesse longitudinale relevé sur la lunette arrière, parallèlement à la suppression du bulbe décollé, engendre dans le sillage de la maquette une augmentation de la vitesse longitudinale (Figure IV.62). L'augmentation de la vitesse sur la moitié supérieure de l'écoulement se traduit par une diminution de la hauteur du sillage, définie comme la hauteur de la zone de recirculation dans laquelle les U_x sont inférieurs à $0.95U_\infty$. En $x/H_A=0.31$ (7) (Figure IV.62), au milieu de la zone de recirculation moyenne Q , la hauteur du sillage est de l'ordre de $0.96H_A$ sans contrôle, $0.90H_A$ avec $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et de $0.84H_A$ lorsque l'écoulement est complètement recollé sur Σ_2 . Sur la moitié inférieure de l'écoulement, les profils de vitesse longitudinale évoluent dans le sens d'une augmentation de la vitesse de recirculation, de l'ordre de $\Delta U_x = -3 \text{ m.s}^{-1}$ dès que le contrôle est appliqué. L'évolution de la vitesse longitudinale est liée au déplacement et au développement de la structure tourbillonnaire Q_2 observé précédemment (Figure IV.61). Elle résulte de l'équilibrage de la topologie de la zone de recirculation sous l'influence du déplacement de la structure tourbillonnaire Q_1 .

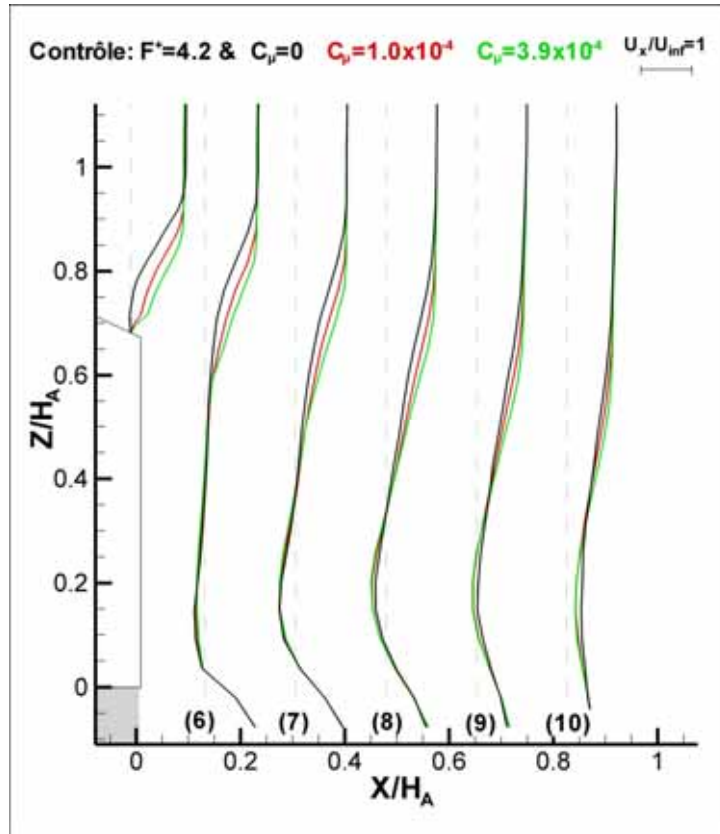


Figure IV.62 : Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés en aval de la maquette en fonction du coefficient de quantité de mouvement ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Les distributions de pression statique relevées dans le plan longitudinal médian sont présentées dans la suite afin de quantifier l'influence de l'éloignement de la structure torique Q sur l'effort de traînée.

4.2.2.3. Distribution de coefficient de pression statique C_p

L'influence du contrôle sur la structure tourbillonnaire de culot Q est maintenant caractérisée à la surface de la maquette à l'aide des distributions de coefficient de pression statique C_p . Les profils de C_p sont relevés sur le culot dans le plan longitudinal médian, $y/l_A=0$, pour quatre valeurs de coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique : $C_\mu=0$ (sans contrôle), 8.3×10^{-6} , 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} (Figure IV.63).

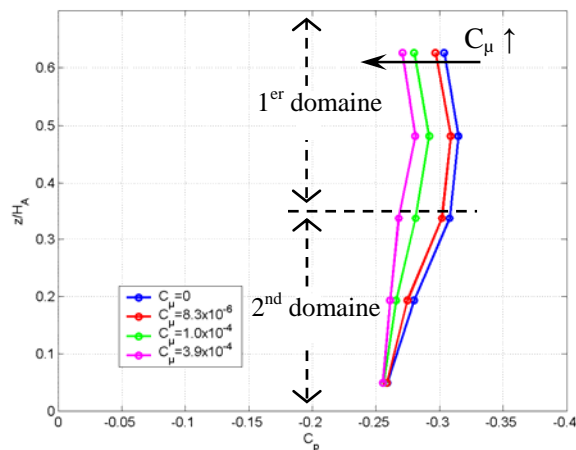


Figure IV.63 : Distribution du coefficient de pression statique sur le culot en $y/l_A=0$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

La caractérisation de l'écoulement sans contrôle (§ IV.3.2.2.3) montre que les profils de C_p se divisent en deux domaines correspondant à chacune des moitiés, suivant la hauteur, du culot.

Sans contrôle, le premier domaine, $0.35 \leq z/H_A \leq 0.70$, est caractérisé par une distribution quasi-constante de C_p liée au développement de la structure tourbillonnaire Q_1 . Sous l'effet du contrôle, l'éloignement de cette structure et des pertes d'énergie volumique se traduit par un accroissement constant des C_p sur toute la moitié supérieure de Σ_3 (Figure IV.63). Lorsque l'écoulement est complètement attaché sur Σ_2 , pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$, les valeurs de C_p sont ainsi quasi-constantes et de l'ordre de -0.26. L'évolution des valeurs de C_p en fonction du C_μ sur le haut de Σ_3 , $z/H_A = 0.63$ (Figure IV.63), coïncide également avec celle observée sur le bas de Σ_2 en $z/H_A = 0.7$ (Figure IV.60.a).

Le second domaine, $0.00 \leq z/H_A \leq 0.35$, est caractérisé sans contrôle par une augmentation linéaire des coefficients de pression statique de $C_p = -0.30$ en $z/H_A = 0.35$ à $C_p = -0.26$ en $z/H_A = 0.05$. L'augmentation linéaire des valeurs de C_p entre les deux extrémités de ce domaine est également retrouvée lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente. En $z/H_A = 0.35$, les valeurs de C_p augmentent comme sur le premier domaine tandis qu'en $z/H_A = 0.05$, la valeur de coefficient de pression statique est indépendante du C_μ , $C_p = -0.25$.

Ainsi, l'éloignement sous l'effet du contrôle de la structure tourbillonnaire Q , et particulièrement de Q_1 , engendre une augmentation des pressions statiques sur le culot et par conséquent une diminution de la traînée de pression qui s'y exerce. L'ordonnée de l'intersection des deux domaines reste constante, $y/H_A = 0.35$, lorsque le C_μ varie car la position du cœur de la structure tourbillonnaire reste quasiment constante, $h_{Q1} = 0.37$. La réduction de traînée maximale est atteinte, $\Delta C_x = 8.5\%$ pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$, lorsque les coefficients de pression statique sont quasi-constants, entre $C_p = -0.25$ et -0.26 , sur toute la hauteur du culot.

4.2.3. Contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2

Dans cette étude, l'actionneur est positionné transversalement à l'écoulement incident dans le but de contrôler le bulbe décollé D de lunette arrière et les structures tourbillonnaires torique Q de culot. Toutefois, les structures tourbillonnaires transversales interagissent avec les tourbillons longitudinaux T_1 et T_2 sous la forme par exemple d'échange de fluide sur la lunette arrière le long de ligne d'attachement (FE) (Figure IV.51.a). Même si les visualisations pariétales suggèrent que la suppression du bulbe décollé n'a pas d'influence significative sur les structures tourbillonnaires longitudinales (Figure IV.51), les résultats relevés dans le sillage et à la surface de la maquette mettent en évidence une influence du contrôle sur les structures longitudinales.

4.2.3.1. Cartographies de circulation Γ

Le comportement de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 en aval de la maquette est tout d'abord analysé à l'aide des mesures PIV effectuées dans les champs transverses (5) ($x/H_A = 0.5$, Figure IV.64.a) et (6) ($x/H_A = 1.0$, Figure IV.64.b) lorsque le contrôle est appliqué avec $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$. Les cartographies de circulation sont comparées à celles relevées sans contrôle (§ IV.3.3.1, Figure IV.44). Pour mesurer l'évolution de la structure tourbillonnaire longitudinale lorsque le contrôle est appliqué, les iso contours de circulation sans contrôle sont superposés aux cartographies avec contrôle : $\Gamma = -0.30$ et -0.40 dans le champs

(5) (Figure IV.64.a) et $\Gamma = -0.10$ dans le champ (6) (Figure IV.64.b), tandis que les valeurs de circulations inférieures aux valeurs d'iso contour du cas avec contrôle sont blanchies.

Les cartographies de circulation relevées dans le sillage de la maquette avec contrôle permettent de dégager la position de l'axe tourbillonnaire de la structure longitudinale T_2 . En $x/H_A = 0.5$ (Figure IV.64.a), le cœur tourbillonnaire est positionné en $(y/H_A, z/H_A) = (-0.53, 0.60)$ alors qu'il est positionné sans contrôle en $(y/H_A, z/H_A) = (-0.50, 0.60)$. L'axe de la structure tourbillonnaire se décale donc vers le flan de la maquette sous l'effet du contrôle.

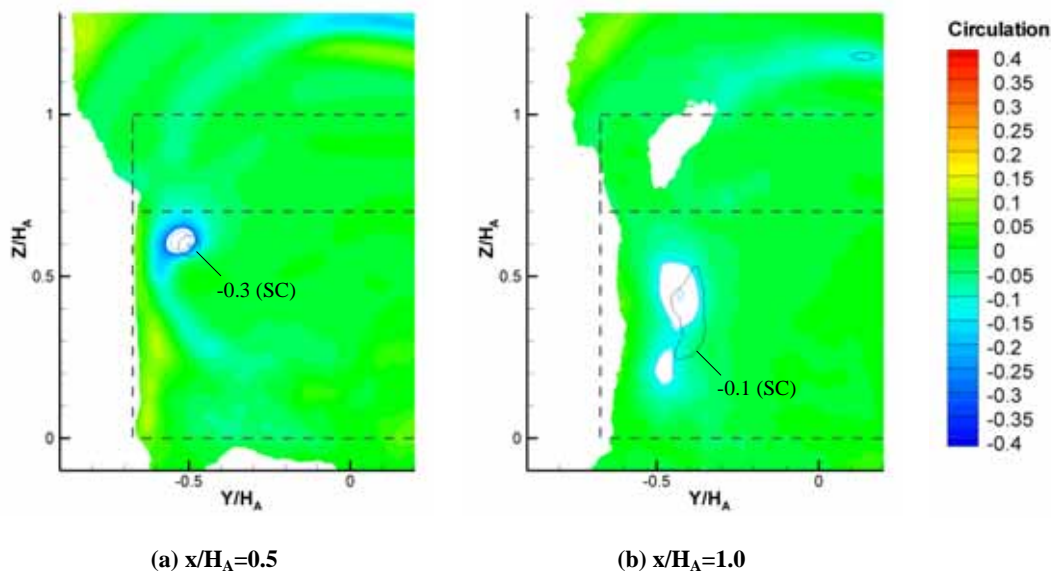


Figure IV.64 : Cartographies de circulation relevées dans les plans transversaux (a) (5) en $x/H_A = 0.5$ et (b) (6) en $x/H_A = 1.0$ avec contrôle pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re = 1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)

En $x/H_A = 1.0$, la cartographie de circulation sans contrôle ne permet pas de mettre clairement en évidence la position du cœur tourbillonnaire (Figure IV.44.b). Lorsque le contrôle est appliqué, le cœur de la structure tourbillonnaire longitudinale est caractérisé par la présence d'une région circulaire centrée sur $(y/H_A, z/H_A) = (-0.43, 0.46)$ (Figure IV.64.b) dont les valeurs de circulation sont inférieures à -0.20 . La visualisation du cœur tourbillonnaire dans le second plan transversal montre ainsi que la structure longitudinale T_2 reste structurée, à l'état colonne, plus en aval dans le sillage de la géométrie avec le contrôle.

4.2.3.2. Cartographie des fluctuations de vitesse turbulente \sqrt{k}

Afin de compléter cette analyse, les fluctuations de vitesse turbulente \sqrt{k} (III.16) relevées dans le champ longitudinal (3) pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$ sont reportées sur la Figure IV.65. Sans contrôle, la caractérisation de l'écoulement montre que cette grandeur permet d'observer le développement de la structure tourbillonnaire T_2 (§ IV.3.3.2).

A hauteur de la lunette arrière, les cartographies permettent tout d'abord de retrouver la diminution des fluctuations de vitesse turbulente associée à la suppression du bulbe décollé D avec contrôle (Figure IV.65.a et b). En aval de la maquette, l'interaction des structures tourbillonnaires T_2 et Q est caractérisée dans ce plan par la présence d'une région dans laquelle les fluctuations de vitesse turbulente sont importantes, \sqrt{k} supérieures à 10 m.s^{-1} . Sans contrôle (Figure IV.65.a), cette région se développe transversalement à partir de la rupture de pente entre Σ_2 et Σ_3 selon un angle de 18° et s'étend jusque $x/H_A = 0.8$ et (§ IV.3.3.2).

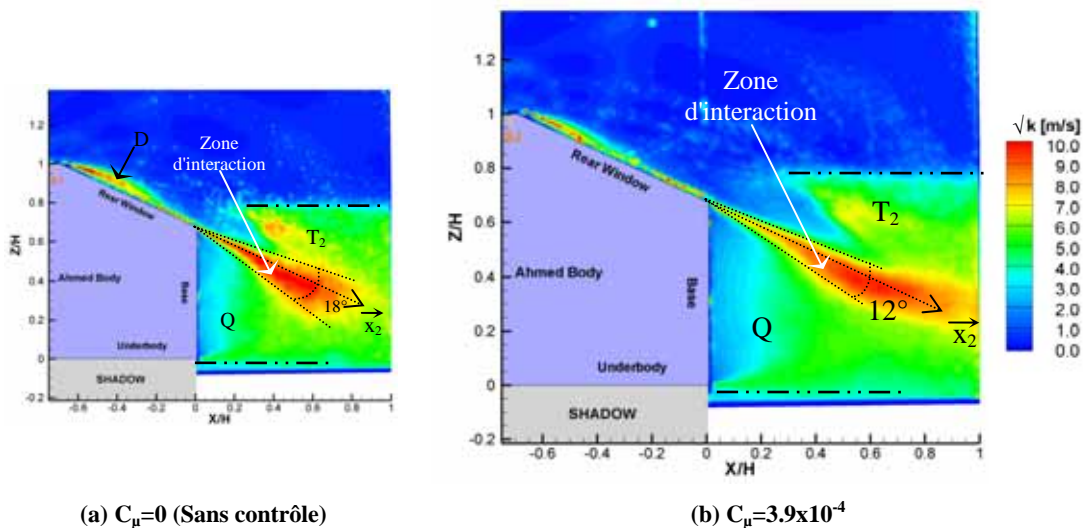


Figure IV.65 : Cartographies moyennes des fluctuations de vitesse turbulente \sqrt{k} relevées dans le plan $y/l_A = -0.36$ pour (a) $C_\mu = 0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re = 1.2 \times 10^6$, $F_w^* = 4.2$)

Lorsque le contrôle est appliqué (Figure IV.65.b), la zone d'interaction s'épanouit selon un angle plus petit de l'ordre de 12° jusqu'en $x/H_A = 0.6$, puis conserve une section transversale constante jusqu'en $x/H_A = 1$. La réduction de l'épanouissement transversal de la zone d'interaction montre que le brassage entre les structures tourbillonnaires est moins important à proximité de la maquette. L'atténuation de l'interaction se traduit alors par un accroissement de l'interaction en aval de la maquette qui indique que la structure tourbillonnaire T_2 reste structurée.

L'évolution de la structure tourbillonnaire longitudinale contrôlée est liée à la modification de l'activité instationnaire de l'écoulement qui évolue dans le sens d'une réduction des fluctuations de vitesse (§ IV.4.3). En effet, à hauteur de la lunette arrière, le contrôle réduit le battement du bulbe décollé D et à hauteur du culot, il améliore l'organisation de la structure torique Q . La "stabilisation" de ces deux structures tourbillonnaires améliore également la stabilité de l'axe tourbillonnaire de la structure longitudinale T_2 et sa structuration à l'état colonne, comme le montre les cartographies de circulation (Figure IV.64).

4.2.3.3. Distribution de pression statique

L'effet de la stabilisation de l'axe tourbillonnaire est examiné à l'aide des mesures de coefficient de pression statique dans le plan $y/l_A = -0.46$ de Σ_2 pour C_μ variant de 0 (sans contrôle) à 3.9×10^{-4} (Figure IV.66).

Les distributions de C_p (Figure IV.66) montrent que l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique a peu d'influence sur les distributions de C_p . Une légère augmentation des valeurs de C_p de l'ordre de $\Delta C_p = 0.02$ est observée sur toute la moitié inférieure de la lunette arrière, $0.70 \leq z/H_A \leq 0.85$, et sur l'extrémité haute, en $z/H_A = 0.94$, pour les valeurs de $C_\mu \geq 1.0 \times 10^{-4}$. L'évolution des coefficients de pression statique sur le haut de Σ_2 est associée à la réduction du bulbe décollé D . Dans ce plan la longueur du bulbe décollé sans contrôle est faible et sa suppression a donc peu d'effet. Les résultats obtenus au cours de ce travail ne permettent cependant pas d'expliquer l'évolution des C_p sur le bas de la lunette arrière. Néanmoins, les distributions des C_p relevées sous la structure tourbillonnaire longitudinale montrent que la suppression du bulbe décollé D est également favorable en terme de traînée aérodynamique au niveau des arêtes de la lunette arrière.

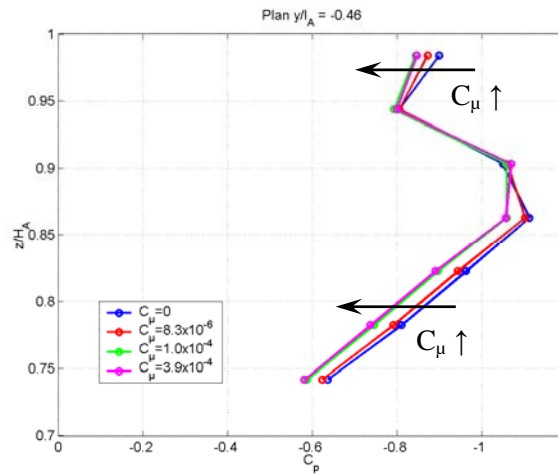


Figure IV.66 : Distribution de coefficient de pression statique C_p sur la lunette arrière dans le plan $y/l_A = -0.46$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)

4.2.4. Bilan de la contribution des structures tourbillonnaires à la traînée

L'étude de la topologie moyenne de l'écoulement de sillage menée jusqu'à présent a permis de caractériser l'influence locale du contrôle sur chaque structure tourbillonnaire prise séparément. L'objectif de la section est d'examiner la contribution de chaque structure tourbillonnaire à l'effort de traînée aérodynamique globale lorsque le contrôle est appliqué. Cette démarche s'inscrit dans la continuité des résultats présentés en l'absence de contrôle (Figure IV.50, § IV.3.4.2). La décomposition de la traînée globale est reportée Figure IV.67 en fonction des différentes sources de traînée pour deux nombre de Reynolds de l'écoulement, $Re=1.2 \times 10^6$ et 1.9×10^6 , sans contrôle et avec contrôle pour un coefficient de quantité de mouvement égal à $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$. Les réductions de traînée associées sont respectivement de l'ordre de $\Delta C_x = 8.5\%$ pour $Re=1.2 \times 10^6$ et de $\Delta C_x = 7\%$ pour $Re=1.9 \times 10^6$.

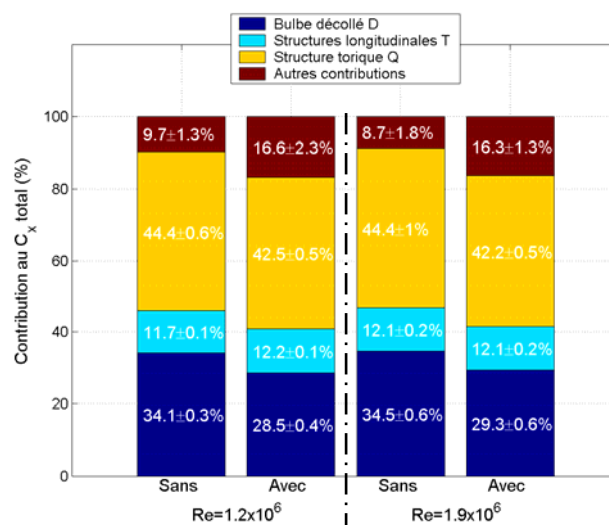


Figure IV.67 : Contributions des différentes sources de traînée aérodynamique avec et sans contrôle et en fonction du nombre de Reynolds

La Figure IV.67 montre que les réductions de traînée relevées avec contrôle sont liées en premier lieu à la suppression du bulbe décollé D. L'attachement de l'écoulement sur la lunette arrière se traduit par une réduction de la contribution des efforts de pression statique sur Σ_2 de -5.6 % (de 34.1 % sans contrôle à 28.5 % avec) pour $Re=1.2 \times 10^6$ et de -5.2 % (de 34.5 % sans contrôle à 29.3 % avec) pour $Re=1.9 \times 10^6$. Sous l'effet du contrôle, la symétrisation de la structure torique Q participe ensuite à la réduction de traînée globale avec un gain résultant de l'ordre de -2.0 % pour les deux nombres de Reynolds. Enfin, la contribution des structures tourbillonnaires longitudinales n'évoluent pas (ou peu) avec et sans contrôle et la contribution des autres sources de traînée (frottement, pression sur l'avant de la maquette, ...) augmentent significativement d'environ 7.2% avec le contrôle.

Par ailleurs, l'évaluation du contrôle (§ IV.4.1) a mis en évidence une diminution de son efficacité avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Figure IV.54). Pour les deux nombres de Reynolds, la valeur seuil est atteinte lorsque le bulbe décollé D est complètement supprimé et l'écoulement attaché sur la lunette arrière. Sans contrôle, la contribution des différentes sources de traînée reste constante avec le Reynolds. Avec le contrôle, la décomposition des sources de C_x indique que seule la contribution des efforts de pression statique sur la lunette arrière évolue et augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Les résultats suggèrent donc que le gain aérodynamique associé à la suppression du bulbe décollé D et à l'attachement de l'écoulement décroissent avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui expliquerait la réduction d'efficacité globale du contrôle.

4.2.5. Conclusion de la caractérisation stationnaire des effets du contrôle

La topologie moyenne de l'écoulement de sillage est caractérisée expérimentalement dans cette section lorsque le contrôle par jet synthétique est appliqué. Les réductions de traînée mesurées résultent d'une évolution des structures tourbillonnaires qui se développent en aval de la maquette.

Pour C_μ croissant compris entre 0.0 et 3.9×10^{-4} , le contrôle permet tout d'abord de réduire progressivement la longueur du bulbe décollé D. La réduction du bulbe se traduit par une augmentation des coefficients de pression statique sur la lunette arrière favorable à la réduction de C_x . De plus, la réduction de la structure tourbillonnaire D est accompagnée d'une accélération de l'écoulement sur la lunette arrière. L'augmentation des vitesses engendre un déplacement vers l'aval de la maquette et un équilibrage de la structure tourbillonnaire torique Q du culot. L'éloignement de la structure torique Q repousse les pertes d'énergie volumique à distance du culot et remonte progressivement les valeurs de coefficients de pression statique sur toute la hauteur du culot, ce qui est également favorable au C_x .

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement C_μ est supérieur à 3.9×10^{-4} , les réductions de C_x restent constantes, de l'ordre de 8.5%. La topologie de l'écoulement de sillage atteint une configuration tourbillonnaire limite avec ce type de contrôle. L'écoulement est alors complètement attaché sur la lunette arrière et la structure tourbillonnaire Q de culot conserve une position fixe. L'écoulement reste alors invariant et les distributions de pression statiques n'évoluent plus.

Par ailleurs, l'étude montre que le contrôle tel qu'il est appliqué, à savoir transversalement à l'écoulement principal, influence également le développement des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 . La

suppression du bulbe décollé "renforce" les structures tourbillonnaires qui restent structurées à l'état colonne plus loin en aval de la maquette. L'effet de cette évolution sur la traînée aérodynamique est favorable.

La caractérisation stationnaire réalisée dans cette section révèle une évolution comparable de la topologie de l'écoulement de sillage et des distributions de C_p dans le cas du contrôle par jet synthétique que dans le cas de l'aspiration continue [ROU-06]. Cependant, les cartographies de vorticit   laissent supposer que les m  canismes de contr  le diff  rent entre ces deux solutions de contr  le, notamment par l'aspect instationnaire du contr  le par jet synth  tique. Une caract  risation fr  quentielle de l'  coulement avec contr  le est n  cessaire pour d  gager les m  canismes instationnaires.

4.3. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement contrôlé

L'étude menée jusqu'à présent a permis de mettre en évidence les effets du contrôle par jet synthétique sur la topologie moyenne de l'écoulement aérodynamique. Cependant, compte tenu de la nature instationnaire de la solution de contrôle, il est nécessaire d'examiner la réponse fréquentielle de l'écoulement afin de compléter la compréhension des mécanismes du contrôle. Comme précédemment, l'influence du contrôle est évaluée à partir des résultats d'essais obtenus lorsque le coefficient de quantité de mouvement C_μ varie entre 0 et 3.9×10^{-4} , avec la fente de l'actionneur de jet synthétique positionnée en fin de pavillon (M1u). Le nombre de Reynolds Re et la fréquence réduite F_w^+ de l'actionneur sont fixés respectivement à $Re=1.2 \times 10^6$ et $F_w^+=4.2$. Cette analyse se décompose en deux temps. Les mesures effectuées à hauteur de la lunette arrière servent dans un premier temps à améliorer la compréhension de la dynamique instationnaire du bulbe décollé D et de son évolution en fonction du coefficient de quantité de mouvement. Dans un deuxième temps, l'activité spectrale de l'écoulement et son évolution sous l'effet du contrôle sont analysées dans le sillage de la maquette à hauteur du culot.

4.3.1. Activité spectrale à hauteur de la lunette arrière en fonction du C_μ

Le bulbe décollé D résulte du décollement et de l'enroulement des filets fluides au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2). La caractérisation fréquentielle de l'écoulement sans contrôle (§ IV.3.1.3) montre que l'activité spectrale de la structure tourbillonnaire D se manifeste par un niveau d'énergie cinétique turbulente E_k important sur une bande de nombre de Strouhal St (II.8) comprise entre $St = [0.07, 1.0]$. L'évolution de l'activité spectrale de l'écoulement à hauteur de la lunette arrière est ici étudié lorsque le bulbe décollé D est réduit sous l'effet du contrôle par jet synthétique. Pour cela, l'activité spectrale de l'écoulement est caractérisée à l'aide des mesures au fil chaud juste en aval du décollement (§ IV.4.3.1.1) et à la paroi de la maquette à l'aide des sondes de pressions instationnaires (§ IV.4.3.1.2).

4.3.1.1. A hauteur du décollement

L'évolution de l'activité spectrale du bulbe décollé D en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique est tout d'abord examinée à l'aide des mesures en P_u situées dans la nappe de cisaillement issue du décollement des filets fluides en fin de pavillon, 10^{-2} m en aval de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 . Les densités spectrales de puissance (IV.3) sont reportées sous forme adimensionnée en fonction du nombre de Strouhal St pour C_μ variant de 0 à 3.9×10^{-4} (Figure IV.68.a). L'évolution de l'intensité turbulente I_k (IV.5) en fonction de C_μ offre de plus une vision générale du niveau énergétique global de l'écoulement en fonction du contrôle appliqué (Figure IV.68.b).

Les densités spectrales de puissance reportées sur la Figure IV.68.a mettent en évidence une diminution importante de la puissance portée sur la bande de fréquence réduite $St = [0.07, 1.0]$. Le niveau de DSP de l'ordre de -60 dB sans contrôle diminue progressivement avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement pour atteindre -75 dB pour $C_\mu=2.7 \times 10^{-4}$ et 3.9×10^{-4} . Parallèlement à ce phénomène, un pic d'énergie émerge à la fréquence réduite de contrôle de l'actionneur $F_w^+=4.2$. L'amplitude du pic d'énergie

augmente avec l'augmentation du C_μ de sorte que pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ la puissance portée par le pic est de l'ordre de -60 dB. Avec l'émergence du pic d'excitation du jet synthétique, les cinq premières harmoniques apparaissent pour $St=8.4, 12.6, 16.8, 21.0$ et 25.2 . Sur la bande de fréquence $St^3 = [2.0, 30.0]$, la pente des DSP reste constante et proportionnelle à $(St)^{-5/3}$ quelque soit la valeur de C_μ . L'augmentation du coefficient de quantité de mouvement entraîne également une diminution de la puissance contenue sur cette bande de fréquence, de l'ordre de -5 dB entre $C_\mu=0$ et 3.9×10^{-4} .

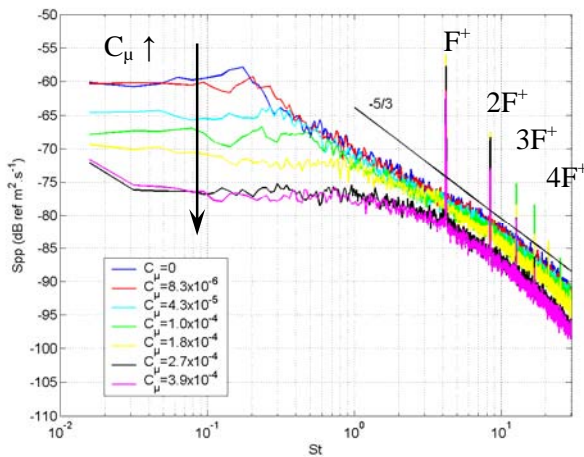
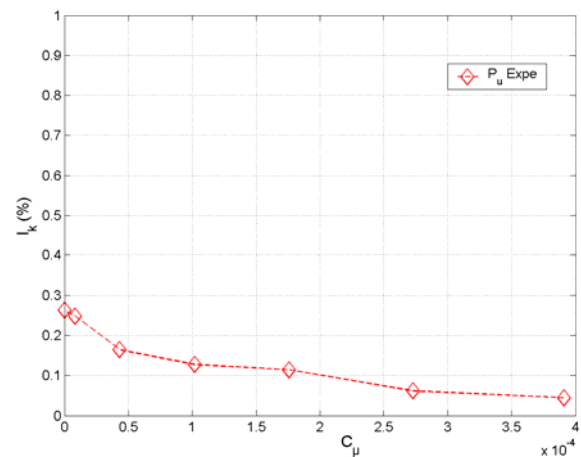
(a) Densité spectrale de puissance en fonction de C_μ (b) Intensité turbulente I_k en fonction de C_μ

Figure IV.68 : (a) Densités Spectrales de Puissance et (b) Intensité turbulente I_k relevées en P_u en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u, F_w^+ = 4.2, Re = 1.2 \times 10^6$)

Les résultats reportés sur la Figure IV.68.b montrent que l'intensité turbulente I_k de l'écoulement diminue avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique. L'intensité turbulente I_k de l'ordre de 0.25% sans contrôle est divisée par 5 pour $C_\mu=2.7 \times 10^{-4}$. Pour une valeur de C_μ plus élevée, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, l'intensité turbulente reste du même ordre de grandeur que pour $C_\mu=2.7 \times 10^{-4}$, à savoir $I_k=0.05\%$. Cette diminution représente une réduction d'intensité turbulente de 80%.

La caractérisation de l'écoulement sans contrôle indique que l'énergie turbulente portée sur la bande de fréquence réduite $St = [0.07, 1.0]$ est associée au développement du bulbe décollé D sur la lunette arrière (§ IV.3.1.3). La diminution de l'énergie turbulente relevée sur cette bande lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente caractérise donc d'un point de vue fréquentiel la réduction de la longueur du bulbe décollé sous l'effet du contrôle. Les densités spectrales de puissance atteignent leur niveau le plus bas pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ lorsque la structure décollée est supprimée et l'écoulement complètement recollé sur Σ_2 . Pour ce coefficient de quantité de mouvement, la réduction de traînée aérodynamique est maximale tout comme la réduction d'intensité turbulente I_k . De plus, l'émergence d'un pic de puissance à la fréquence de travail de contrôle, $F_w^+ = 4.2$, témoigne du développement d'une activité tourbillonnaire organisée sous l'effet du contrôle toujours présente en aval de l'actionneur jusque dans la nappe de cisaillement. La croissance de l'amplitude du pic fondamental et l'émergence des harmoniques indique de plus que l'organisation de l'instabilité croît avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement.

4.3.1.2. Sur la lunette arrière

L'analyse spectrale de l'écoulement sur la lunette arrière est examinée à partir des sondes de pression instationnaire : micro n°1 et 2 (§ IV.1.2.2.1). Les densités spectrales de puissance relevées par ces deux microphones sont reportées pour un coefficient de quantité de mouvement qui varie entre $C_\mu=0$ et 3.9×10^{-4} (micro n°1, Figure IV.69.a et micro n°2, Figure IV.69.b).

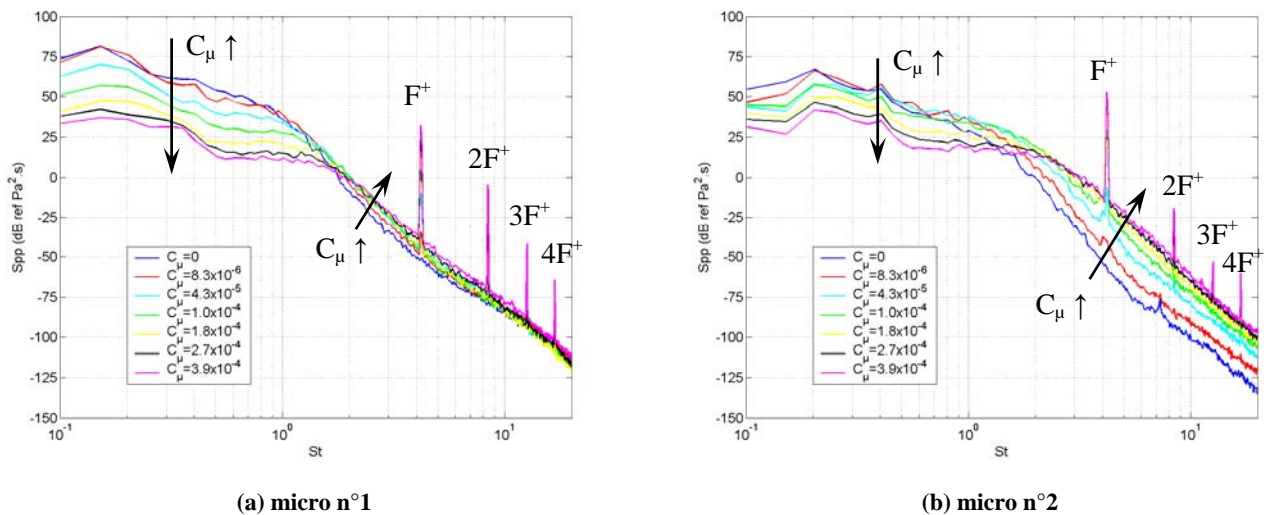


Figure IV.69 : Densités Spectrales de Puissance mesurées au niveau du (a) microphone n°1 et (b) microphone n°2 en fonction de C_μ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Les résultats obtenus à l'aide des sondes de pression instationnaires positionnées sur la lunette arrière (Figure IV.69) mettent en évidence une diminution de l'énergie turbulente sur la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.07, 1.0]$ lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente. La diminution est de l'ordre de -25 dB au niveau du microphone 2 et de l'ordre de -40 dB au niveau du microphone 1 entre $C_\mu=0$ et $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$. L'influence du C_μ sur l'évolution des DSP est comparable à celle mesurée à l'aide de la sonde de fil chaud positionnée en P_u (Figure IV.68.a).

De plus, pour les fréquences réduites supérieures à 2, $St^3 = [1.0, 20]$, les densités spectrales de puissance montrent que le niveau des puissances augmente avec le C_μ . Cette augmentation du niveau des puissances accompagne l'émergence des pics de puissance initiés par le système de contrôle, fondamentale $F_w^+=4.2$ et harmoniques $St=8.4$, 12.6 et 16.8 . L'augmentation de la puissance à hauteur du micro 2, de l'ordre de 50 dB, est beaucoup plus élevée que pour le micro 1, de l'ordre de 10 dB. Ces évolutions de la répartition de puissance sur les deux bandes de fréquences St^1 et St^3 en fonction du C_μ se traduisent pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ par une répartition spectrale des distributions de puissance similaire pour les deux microphones. L'augmentation du niveau de puissance sur St^3 avec l'augmentation du C_μ est associée à l'introduction par le jet synthétique d'énergie sous forme de structures tourbillonnaires instationnaires sur une gamme de fréquence naturellement peu énergétique.

Les densités spectrales de puissance en différents endroits de la lunette arrière montrent donc que le contrôle par jet synthétique tend à réduire l'activité spectrale globale de l'écoulement de la lunette arrière. La diminution de l'activité spectrale est essentiellement liée à la réduction de l'énergie portée sur la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.07, 1.0]$. Or, l'énergie portée sur cette bande de fréquence est associée au

développement du bulbe décollé. La réduction puis la suppression de la structure tourbillonnaire D se traduit donc par une diminution de l'activité spectrale de l'écoulement.

Par ailleurs, l'émergence des pics de puissance à la fréquence de travail de l'actionneur, $F_w^+ = 4.2$, et de ses harmoniques sur chaque sonde montre que l'écoulement s'organise sur l'instabilité introduite par le jet synthétique. Les structures tourbillonnaires émises par le jet synthétique participent alors à la suppression du bulbe décollé. L'analyse de l'écoulement synchronisé en phase avec le jet synthétique permet de caractériser le mécanisme de contrôle du bulbe décollé D par l'introduction de ces structures tourbillonnaires (§ IV.4.4).

4.3.2. Activité spectrale dans le sillage de la maquette en fonction du C_μ

Dans cette section, l'activité spectrale de l'écoulement aérodynamique est caractérisée dans le sillage de la maquette par des mesures de fil chaud faites en P_{W1} et P_{W2} (Figure IV.19). Les conditions expérimentales restent identiques, $Re = 1.2 \times 10^6$ et $F_w^+ = 4.2$. Les densités spectrales de puissance (DSP) sont relevées pour quatre valeurs de coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique C_μ : $C_\mu = 0$ (sans contrôle), 8.3×10^{-5} , 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} (Figure IV.70.a pour la sonde P_{W1} , Figure IV.70.b pour la sonde P_{W2}). L'évolution de l'intensité turbulente I_k (IV.5) en fonction du C_μ complète l'analyse des mesures de fil chaud (Figure IV.71).

Les densités spectrales de puissance relevées dans le sillage de la maquette (P_{W1} , Figure IV.70.a et P_{W2} , Figure IV.70.b) mettent en évidence l'émergence d'un pic de puissance pour un nombre de Strouhal $St = 0.36$. L'émergence du pic est associée à une évolution différente des densités spectrales de puissance entre les deux positions de fil chaud :

- En P_{W1} , lorsque le fil chaud est positionné au plus près du culot en $x/H_A = 0.5$, l'émergence du pic liée est d'une part à la diminution du niveau de puissance contenue sur la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.05, 1.0]$, et d'autre part à l'augmentation de la puissance contenue par le pic. Ces deux tendances évoluent progressivement avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement. Sans contrôle, le pic est noyé dans le niveau global de puissance de la DSP, qui est de l'ordre de -60 dB. Lorsque le coefficient de quantité de mouvement est maximal, $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$, la puissance contenue par le pic est de l'ordre de -55 dB et le niveau moyen des fréquences voisines est de l'ordre de -65 dB.
- En P_{W2} , le fil chaud est positionné plus en aval du culot en $x/H_A = 1.0$. La puissance portée par le pic reste constante lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente, de l'ordre de -60 dB. Son émergence est alors associée à la diminution progressive du niveau de puissance porté par les fréquences voisines sur la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.05, 1.0]$. La réduction de la puissance du signal sur cette bande de fréquence réduite, de l'ordre de -15 dB entre $C_\mu = 0$ et 3.9×10^{-4} , est du même ordre de grandeur que celle obtenue par la suppression du bulbe décollé D sur la lunette arrière (sonde P_u , Figure IV.68.a).

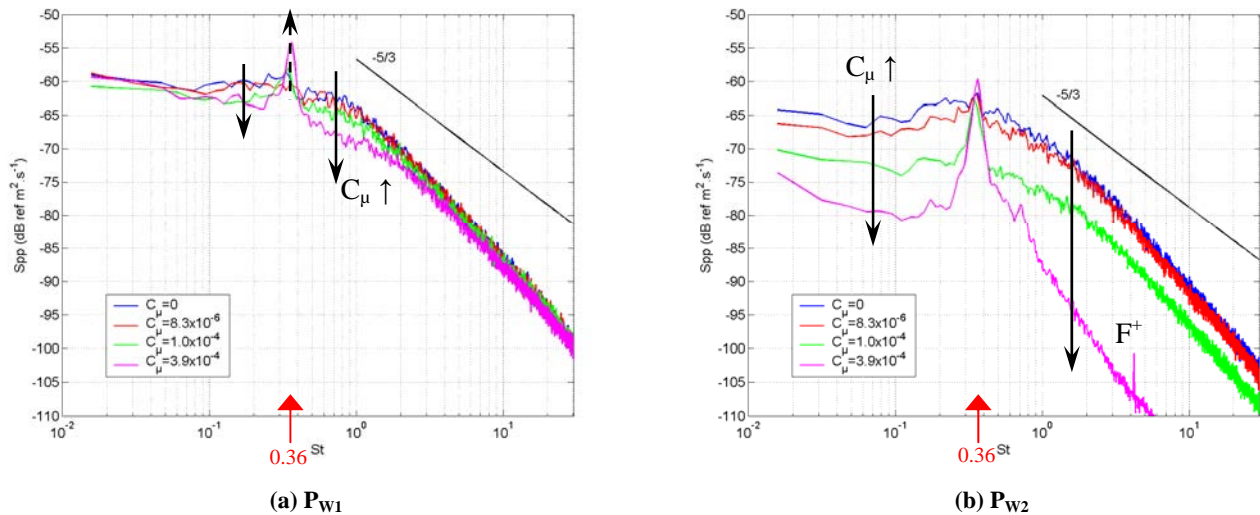


Figure IV.70 : Densités Spectrales de Puissance relevées en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)

La caractérisation sans contrôle de l'écoulement de sillage (§ IV.3.1.3) montre que le pic de puissance associé au nombre de Strouhal $St=0.36$ caractérise l'instabilité tourbillonnaire de Von Karman qui se développe naturellement. Sans contrôle, ce phénomène instationnaire est noyé avec les autres instabilités de l'écoulement, comme par exemple l'émission du bulbe décollé D. L'émergence de ce pic lorsque le contrôle est appliqué met en évidence une amélioration de l'organisation de l'écoulement de sillage sur cette instabilité. L'accroissement de l'organisation de l'écoulement est liée à la suppression du bulbe décollé D. En effet, elle est marquée sur la lunette arrière par une diminution de l'énergie turbulente sur toute la bande de fréquence $St^1 = [0.05, 1.0]$ (Figure IV.68.a, § IV.4.3.1). La diminution de l'énergie turbulente est également retrouvée dans le sillage de la maquette et contribue à l'émergence du pic de puissance pour $St=0.36$ pour les deux positions de fil chaud (Figure IV.70). Cependant, l'émergence du pic en P_{W1} est également associée à l'augmentation de la puissance portée par le pic, augmentation qui n'est pas observée en P_{W2}. Cette différence met en évidence une source supplémentaire d'organisation de la dynamique de l'écoulement en P_{W1}. Il semble dans ce cas que le contrôle favorise également le transfert d'énergie des structures tourbillonnaires de la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.05, 1.0]$ vers les structures tourbillonnaires de l'instabilité de Von Karman animées à la fréquence réduite $St=0.36$. En P_{W2}, l'instabilité de Von Karman est pleinement organisée et domine l'écoulement.

Par ailleurs, il est intéressant de constater que la fréquence du jet synthétique, $F_w^+ = 4.2$, ne laisse pas de trace sur les densités spectrales de puissance relevées en P_{W1} (Figure IV.70.a) alors qu'un pic se dégage en P_{W2} pour $C_{\mu} = 3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.70.b). Ce résultat indique que les structures tourbillonnaires introduites par le jet synthétique circulent à la périphérie de la zone de recirculation moyenne formée par la structure tourbillonnaire torique Q. En effet, pour $C_{\mu} = 3.9 \times 10^{-4}$, le fil chaud en P_{W2} est positionné dans la nappe de cisaillement de l'écoulement créée par la formation de la structure tourbillonnaire Q₁ (Figure IV.39). En revanche, les structures tourbillonnaires formées par le jet synthétique ne recirculent pas dans la structure tourbillonnaire Q et ne passent pas en P_{W1}. Pour $C_{\mu} < 3.9 \times 10^{-4}$, les résultats laissent également supposer que les structures tourbillonnaires émises par le jet synthétique ne sont pas assez énergétiques et se dissipent avant d'arriver en P_{W2}.

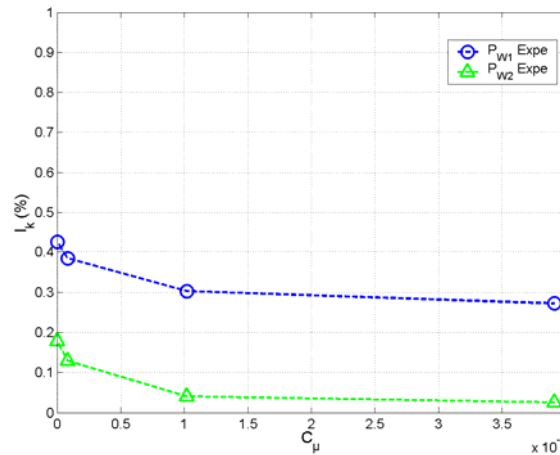


Figure IV.71 : Intensité turbulente I_k relevée en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

Afin de compléter cette analyse, l'évolution de l'intensité turbulente I_k est relevée en fonction du coefficient de quantité de mouvement ($0 \leq C_\mu \leq 3.9 \times 10^{-4}$) pour les deux positions de fil chaud (Figure IV.71).

Pour ces deux positions, la réduction puis la suppression du bulbe décollé D se traduit par une diminution de l'intensité turbulente I_k (Figure IV.71) de l'ordre de 0.18% lorsque le coefficient de quantité de mouvement varie entre 0 et 3.9×10^{-4} . La réduction d'intensité turbulente est du même ordre de grandeur que celle relevée sur la lunette arrière (Figure IV.68.b) lorsque le bulbe décollé D est supprimé. Ces résultats montrent donc que l'émission tourbillonnaire du bulbe D contribue en grande partie à l'activité spectrale de l'écoulement de sillage. De plus, sur toute la gamme de coefficient de quantité de mouvement examinée (Figure IV.71), l'écart entre les valeurs d'intensité turbulente mesurée en P_{W1} et P_{W2} reste de l'ordre de $\Delta I_k = 0.25\%$. L'activité turbulente est donc plus importante au cœur de la zone de recirculation, en P_{W1} , que dans le sillage, en P_{W2} , où l'écoulement est pleinement organisé sur l'instabilité de Von Karman.

4.3.3. Conclusion de la caractérisation fréquentielle en fonction du C_μ

L'analyse fréquentielle de l'écoulement est menée dans cette partie lorsque le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique varie entre $C_\mu = 0$ et 3.9×10^{-4} . Sur cette gamme de C_μ , le contrôle permet de réduire puis de supprimer le développement du bulbe décollé D de lunette arrière. La modification de la topologie moyenne de l'écoulement engendre une réduction de la traînée aérodynamique du corps de Ahmed de l'ordre de 8.5%.

Sur le plan fréquentiel, la réduction du bulbe décollé D se traduit à hauteur de la lunette arrière et dans l'écoulement de sillage par une diminution de l'activité spectrale sur la bande de fréquence réduite $\Delta St^1 = [0.05, 1.0]$. Le niveau d'énergie turbulente diminue régulièrement avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement et est minimal lorsque l'écoulement est complètement attaché sur la lunette arrière. La suppression de l'énergie turbulente associée à la formation du bulbe décollé D permet alors de dégager deux instabilités, naturelle et forcée, de l'écoulement.

La première instabilité, présente naturellement dans l'écoulement sans contrôle (§ IV.3.1.3), se développe avec une fréquence réduite caractéristique égale à $St=0.36$. Elle correspond à l'instabilité naturelle de Von

Karman associée à la formation de la structure tourbillonnaire Q de culot et à l'émission alternative des structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 . L'analyse fréquentielle montre que le contrôle supprime l'activité spectrale initiée par le battement du bulbe décollé D mais aussi renforce l'organisation de l'écoulement autour de l'instabilité de Von Karman.

La seconde instabilité, forcée, est introduite dans l'écoulement par le système de contrôle. Dans cette étude, la fréquence réduite de travail du jet synthétique est égale à $F_w^+ = 4.2$. Ce phénomène instationnaire et organisé se développe sur la lunette arrière mais aussi à la périphérie de la zone de recirculation moyenne située en aval du culot. L'introduction de cette instabilité par le jet synthétique participe au contrôle, réduction et suppression, du bulbe décollé D .

4.4. Caractérisation des mécanismes du contrôle par jet synthétique en synchronisation de phase

L'étude de la topologie de l'écoulement moyen montre que le contrôle par jet synthétique permet de recoller l'écoulement sur l'ensemble de la lunette arrière. La suppression du bulbe décollé est liée au développement d'un mécanisme tourbillonnaire le long d'une droite D_β inclinée à 17° par rapport à l'écoulement principal (Figure IV.59). L'analyse fréquentielle indique de plus que lorsque l'écoulement est recollé, il s'organise préférentiellement sur la lunette arrière autour de la fréquence d'excitation du jet synthétique.

L'objectif de cette partie est d'approfondir la compréhension du mécanisme de suppression de l'écoulement décollé à l'aide de résultats obtenus en synchronisation de phase avec l'actionneur (§ IV.1.2.1.4). Les conditions expérimentales restent les mêmes : l'actionneur est positionné en amont de la rupture de pente (M1u), le nombre de Reynolds de l'écoulement est égal à 1.2×10^6 et la fréquence réduite de fonctionnement du jet synthétique à $F_w^+ = 4.2$. Les résultats présentés dans cette étude sont obtenus avec deux valeurs de coefficient de quantité de mouvement, $C_\mu = 1.0 \times 10^{-4}$ et 3.9×10^{-4} . Les réductions de traînée associées sont respectivement égales à 5.7% et 8.4%.

4.4.1. Cartographies de vorticité Ω_y en synchronisation de phase

Les cartographies PIV de vorticité relevées dans le plan longitudinal médian en synchronisation de phase permettent tout d'abord de décrire la dynamique de l'écoulement le long de la ligne de vorticité D_β mise en évidence avec les résultats moyens (§ IV.4.2.1.3). Les résultats sont présentés pour deux valeurs de coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique : $C_\mu = 1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.72) et $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.73) et pour quatre phases angulaires : $\Phi_1 = 0^\circ$, $\Phi_2 = 90^\circ$, $\Phi_3 = 180^\circ$, $\Phi_4 = 270^\circ$.

Les cartographies de vorticité Ω_y obtenues avec $C_\mu = 1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.72) et $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.73) montrent que la nappe de vorticité moyenne D_β relevée avec les mesures de l'écoulement moyen est en fait composée de poches de vorticité cohérentes régulièrement réparties et espacées le long de cette droite. La vorticité des poches est positive et importante vis-à-vis de l'écoulement voisin. Ces poches de vorticité représentent alors des structures tourbillonnaires qui tournent dans le sens horaire, autour de \bar{y} .

De plus, les quatre phases angulaires reportées sur la Figure IV.72 et la Figure IV.73 mettent en évidence un déplacement organisé des structures tourbillonnaires dans le sens de l'écoulement incident, c'est-à-dire du haut de la lunette arrière vers le bas. Les structures tourbillonnaires sont donc advectées le long de la droite D_β sur toute la longueur de la lunette arrière. Au cours de leur advection, la vorticité portée par les poches diminue progressivement. Elle est supérieure à $\Omega_y = 2000 \text{ s}^{-1}$ au niveau de la rupture de pente entre Σ_1 et Σ_2 , et de l'ordre de $\Omega_y = 500 \text{ s}^{-1}$ sur le bas de Σ_2 . La diminution de la vorticité indique que les structures tourbillonnaires initiées par le jet synthétique se détachent de l'arrête en haut de la lunette arrière, puis se dissipent progressivement dans l'écoulement au cours de leur déplacement.

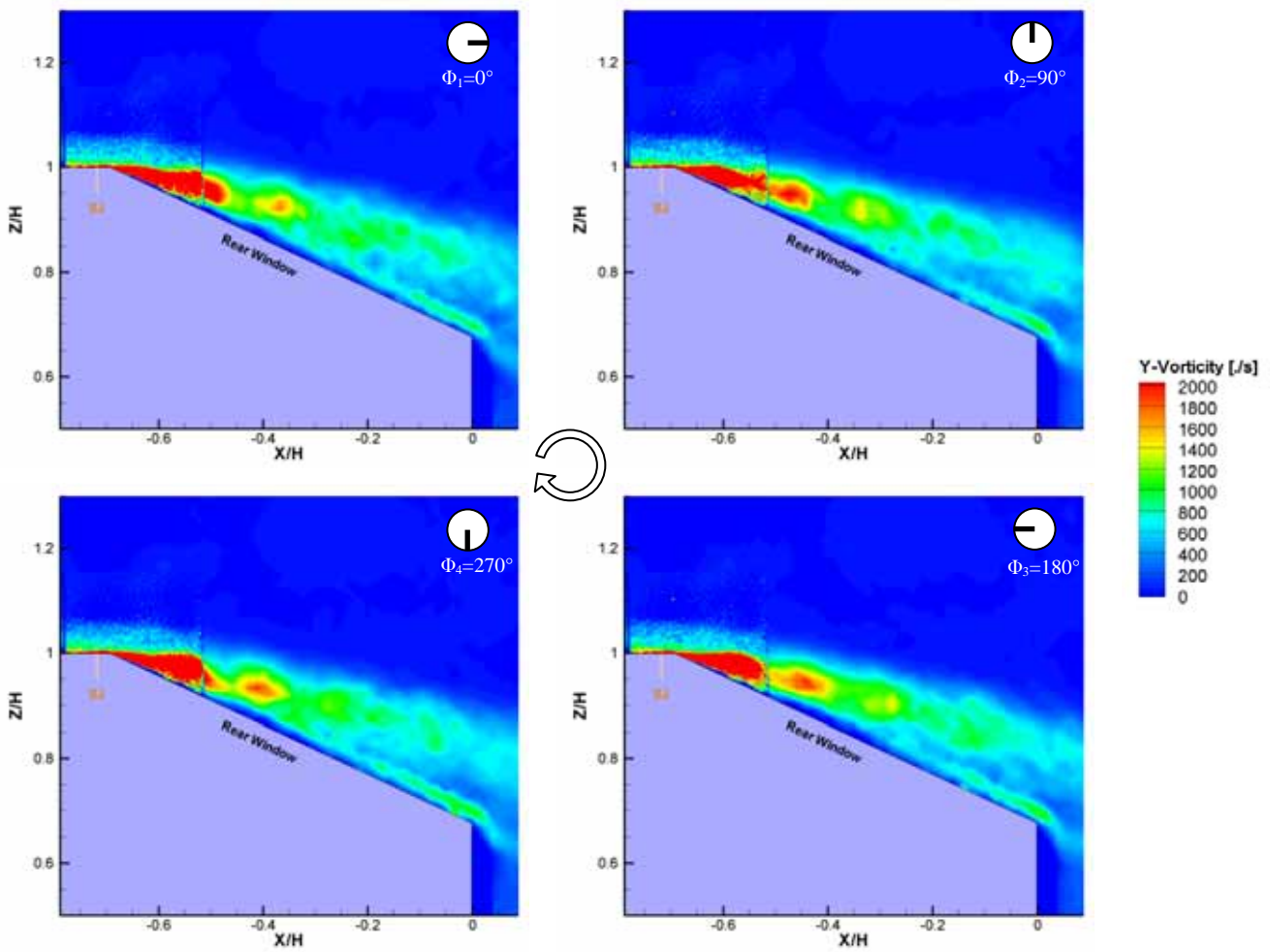


Figure IV.72 : Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ pour les quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 (M_{1u} , $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^*=4.2$)

Par ailleurs, l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement engendre un accroissement de la cohérence et de l'organisation des structures tourbillonnaires marquées par une identification des structures plus nette. Cette évolution de la cohérence est associée à la longueur du bulbe décollé D . En effet, pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$, le bulbe n'est pas complètement supprimé et son battement à basse fréquence, compris entre 10 et 100 Hz environ, interagit avec les petites structures qui se forment à la fréquence de travail du jet synthétique, égale à 520 Hz. Entre les différentes images PIV utilisées pour calculer la moyenne en synchronisation de phase avec l'actionneur, les petites structures tourbillonnaires n'ont donc pas exactement la même position sur l'image en fonction du cycle de battement du bulbe décollé D .

Pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, l'écoulement est complètement attaché sur la lunette arrière et seule l'instabilité introduite par le jet synthétique sous la forme de petites structures tourbillonnaires est alors présente. La position de quatre petites structures tourbillonnaires émises successivement par le jet synthétique est repérée pour la phase angulaire Φ_3 . Les positions sont également reportées sur les cartographies de vitesse transversale U_z (Figure IV.78).

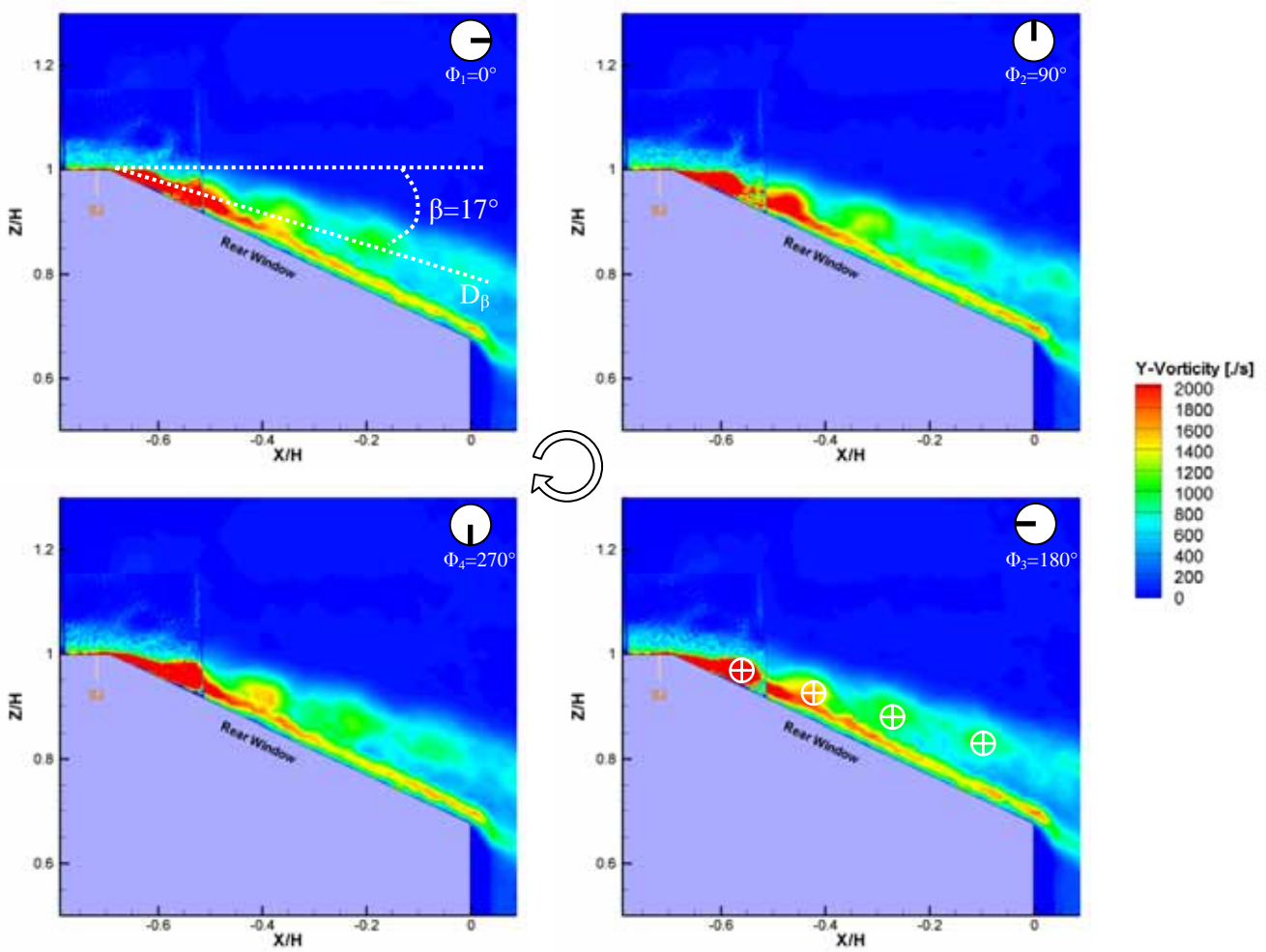


Figure IV.73 : Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ pour les quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)

L'évolution de la circulation Γ le long de la droite D_β permet de caractériser la dynamique des structures tourbillonnaires en fonction du C_μ .

4.4.2. Evolution de la circulation Γ

La circulation Γ (IV.2) est une grandeur adimensionnée qui permet de détecter le cœur des structures tourbillonnaires et leur intensité. Les mesures PIV en synchronisation de phase permettent de déterminer l'évolution de cette grandeur le long de la droite D_β en fonction de la phase angulaire du jet synthétique. Le déplacement et la cohérence des structures tourbillonnaires peuvent ainsi être caractérisés.

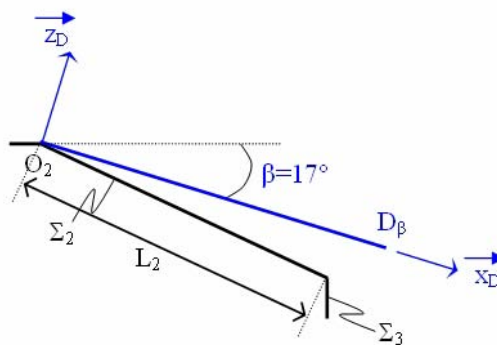


Figure IV.74 : Définition du repère lié à la direction privilégiée de déplacement des structures tourbillonnaire D_β

Pour cela, la circulation est relevée pour les quatre phases angulaires disponibles le long de la droite D_β . les résultats sont reportées en fonction de l'abscisse réduite x_D/L_2 liée à la droite D_β (Figure IV.74) pour les deux valeurs de coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique : $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.75) et $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.76).

Les évolutions de la circulation le long de la droite D_β (Figure IV.75 et Figure IV.76) mettent en évidence la cohérence des structures tourbillonnaires induites par le jet synthétique. La complémentarité des courbes relevées pour les quatre phases angulaires confirment que les structures tourbillonnaires identifiées à partir des cartographies correspondent bien à la convection d'une seule et même structure.

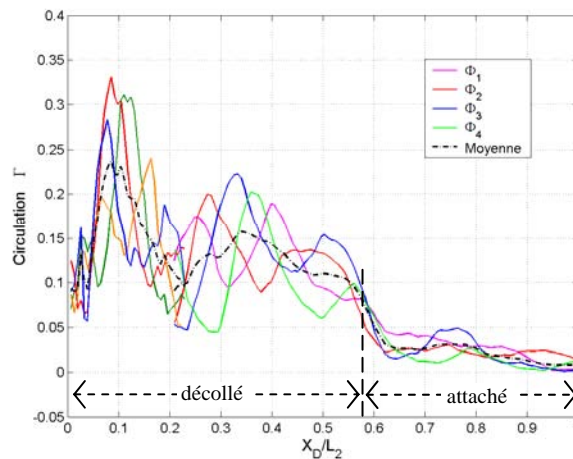


Figure IV.75 : Evolution de la circulation moyenne et synchronisée le long de la droite D_β pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^*=4.2$)

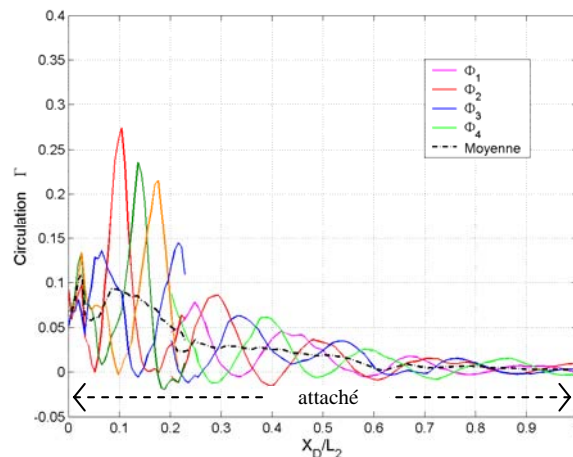


Figure IV.76 : Evolution de la circulation moyenne et synchronisée le long de la droite D_β pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^*=4.2$)

L'amplitude des pics de circulation évolue différemment pour les deux valeurs de coefficient de quantité de mouvement. Pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (Figure IV.76), l'amplitude des pics diminue continuellement sur toute la longueur de la droite D_β (de $\Gamma=0.27$ et 0 à partir de $x_D/L_2=0.1$). Cette diminution indique que l'intensité des structures tourbillonnaires s'atténue progressivement au cours de leur déplacement. De plus, l'enchaînement des maxima de circulation en fonction de la phase demeure cohérent sur toute la longueur de la lunette arrière. Les structures tourbillonnaires restent donc en phase avec la fréquence du jet synthétique sur toute la

longueur de la droite. A l'inverse, pour le coefficient de quantité de mouvement modéré, $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ (Figure IV.75), l'amplitude des pics de circulation fluctue sur la première moitié de la droite. Elle diminue de $\Gamma=0.33$ à 0.18 pour $0.10 \leq x_D/L_2 \leq 0.25$, augmente de $\Gamma=0.18$ et 0.22 pour $0.25 \leq x_D/L_2 \leq 0.35$, puis diminue irrégulièrement à nouveau. En $x_D/L_2 \leq 0.55$, une chute de la circulation est observée de $\Gamma=0.1$ à 0.03. Cette diminution brutale coïncide avec la position du point selle S qui caractérise l'attachement de l'écoulement sur la lunette arrière (§ IV.4.2.1.1). Sur la seconde moitié de la droite, la perte de cohérence dans l'enchaînement des maxima suggère de plus que la dynamique des structures tourbillonnaires n'est plus en phase avec le jet synthétique.

La différence observée entre les évolutions de l'amplitude des pics de circulation est lié à l'attachement, ou non, de l'écoulement sur la lunette arrière. Pour le coefficient de quantité de mouvement le plus élevé, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, les résultats moyens montrent que l'écoulement est complètement recollé. L'intensité des structures tourbillonnaires s'atténue donc uniquement par diffusion. Pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$, l'écoulement reste décollé sur toute la première moitié de la lunette arrière. L'écoulement est donc animé à la fois par les structures tourbillonnaires à la fréquence de travail du jet synthétique et par le battement à basse fréquence du bulbe décollé D (ΔSt^1 , § IV.3.1.3). L'interaction entre ces deux instabilités entraîne alors la perte de cohérence de l'écoulement sur le bas de la lunette arrière, lorsque l'écoulement est attaché.

Lorsque l'écoulement est recollé sur toute la lunette arrière, les résultats montrent que la petite structure tourbillonnaire qui se forme sur le haut de la lunette arrière à la fréquence de travail du jet synthétique est advectée le long de la droite D_β . Les positions successives des pics de circulation sont pour ce cas relevées et reportées en fonction du temps (Figure IV.77).

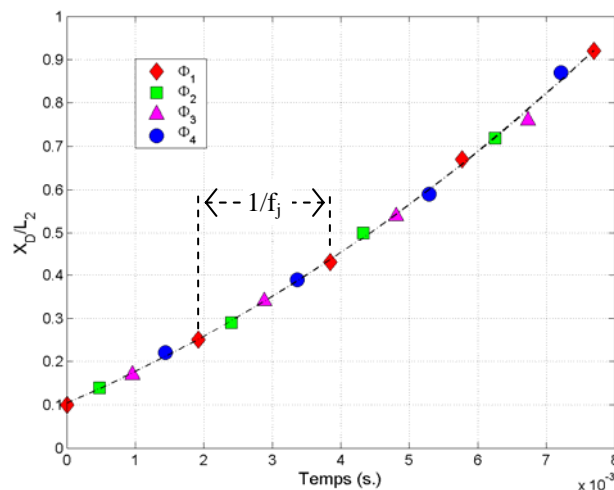


Figure IV.77 : Position d'une structure tourbillonnaire le long de la droite D_β en fonction du temps ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, $F_w^+=4.2$)

Les positions successives occupées par le centre d'une petite structure tourbillonnaire évoluent en fonction du temps régulièrement le long d'une branche de parabole (Figure IV.77) d'équation :

$$\frac{X_D}{L_2} = 5134.5 t^2 + 66.5 t + 0.1 . \quad (IV.18)$$

L'évolution de la position de la structure tourbillonnaire en fonction du temps t indique que la vitesse d'advection U_c de la structure croît continûment entre $U_c=10.3 \text{ m.s}^{-1}$ sur le haut de la lunette arrière et 22.6

$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur le bas de la droite D_β . Les profils moyens de couche limite relevés pour $C_\mu=3.9\times 10^{-4}$ (Figure IV.32) montrent alors que l'ordre de grandeur de la vitesse U_c correspond au déplacement de la structure tourbillonnaire dans la couche limite qui se développe sur Σ_2 . De plus, l'accélération de la structure tourbillonnaire relevée ici (IV.18) met en évidence un déplacement transversal de la structure tourbillonnaire, de la paroi vers l'extérieur de la couche limite. Ce déplacement justifie alors l'angle d'inclinaison de la droite D_β par rapport au plan de la lunette arrière et contribue à l'épaississement de la couche limite par rapport au cas de contrôle par aspiration continue pour lequel il n'y a pas de formation de petites structures tourbillonnaires.

Les cartographies de vitesse transversale U_z permettent enfin de préciser le fonctionnement du contrôle par l'introduction des petites structures tourbillonnaires.

4.4.3. Cartographies de vitesse transversale U_z en synchronisation de phase

Les cartographies PIV de vitesse transversale U_z relevées en synchronisation de phase dans le plan longitudinal médian permettent enfin de préciser le fonctionnement des petites structures tourbillonnaires formées par le jet synthétique. Les résultats sont présentés pour les quatre phases angulaires de l'actionneur lorsque l'écoulement est complètement recollé sur la lunette arrière, $C_\mu=3.9\times 10^{-4}$ (Figure IV.78).

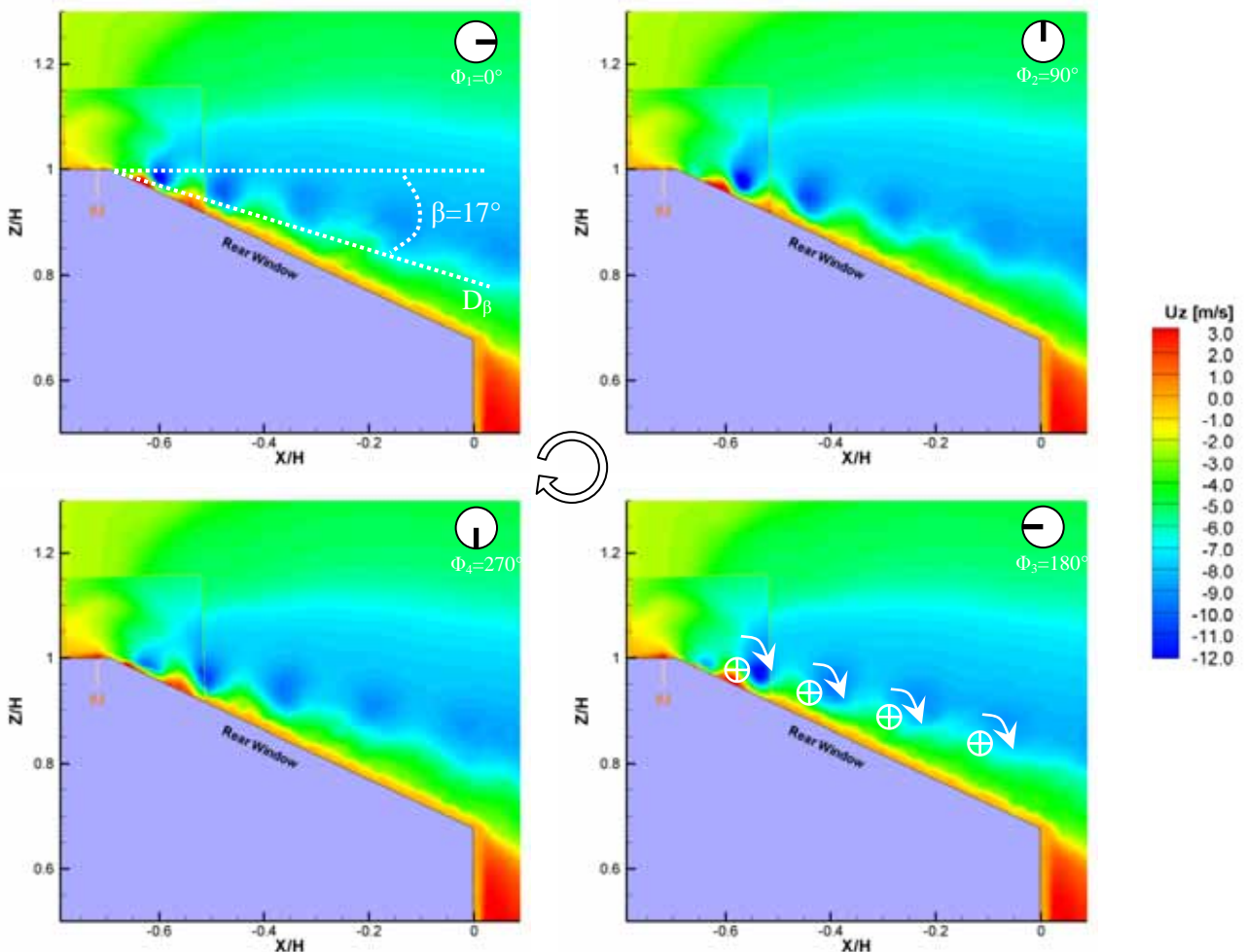


Figure IV.78 : Cartographies synchronisées de vitesse transversale U_z dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=3.9\times 10^{-4}$ pour quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 ($M1u$, $Re=1.2\times 10^6$, $F_w^*=4.2$)

Les cartographies de vitesse transversale U_z mettent en évidence la présence de zones dans l'écoulement pour lesquelles les valeurs de vitesse transversales sont négatives (Figure IV.78). Les zones sont régulièrement espacées le long de la droite D_β et l'amplitude de la vitesse décroît sur la longueur de Σ_2 , de U_z de l'ordre de -12 m.s^{-1} sur le haut à $U_z = -6 \text{ m.s}^{-1}$ sur le bas. La représentation des positions des quatre petites structures tourbillonnaires identifiées à partir des cartographies de vorticité (Figure IV.72) pour $\Phi_3 = 180^\circ$ indique que les zones à faible vitesse transversale sont positionnées immédiatement en aval de chaque structure (Figure IV.78.c). Les résultats montrent alors que la présence et la rotation des structures tourbillonnaires engendre localement une orientation de l'écoulement vers la paroi de la lunette arrière.

La suppression du bulbe décollé D résulte sous l'impulsion du jet synthétique de la formation de petites structures tourbillonnaires qui glissent par entraînement le long de la lunette arrière. Les petites structures tourbillonnaires entraînent par viscosité sous l'effet de leur rotation de l'écoulement depuis l'extérieur de la couche limite vers l'intérieur. L'apport de fluide se traduit pour une augmentation de l'énergie portée par la couche limite sous forme de quantité de mouvement. De cette manière, la couche limite résiste au gradient de pression adverse imposée par la géométrie et reste attachée sur toute la longueur de la lunette arrière.

4.4.4. Conclusion de l'analyse en synchronisation de phase

L'analyse menée en synchronisation de phase montre donc que la suppression moyenne du bulbe décollé D découle de l'introduction de quantité de mouvement dans l'écoulement aérodynamique sous la forme de petites structures tourbillonnaires organisées et émises par le jet synthétique à chaque cycle d'actionnement. Ces petites structures tourbillonnaires se déplacent dans la couche limite qui se développe sur la lunette arrière avec une accélération constante. Cette accélération se traduit alors par un déplacement des structures tourbillonnaires le long d'une droite D_β inclinée à $\beta = 17^\circ$ par rapport à l'écoulement incident.

4.5. Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement contrôlé par jet synthétique

Dans la première section de ce chapitre, pour différents nombres de Reynolds, les performances aérodynamiques du contrôle par jet synthétique sur la traînée du corps de Ahmed sont évaluées en fonction de trois paramètres de l'actionneur :

Le coefficient de quantité de mouvement C_μ est le paramètre qui pilote réellement l'efficacité du contrôle par jet synthétique. En effet, indépendamment du nombre de Reynolds et de la largeur de la fente, une augmentation de ce paramètre permet d'obtenir une réduction croissante de la traînée. Cette réduction est maximale ΔC_x^{\max} à partir d'une valeur critique C_μ^{cr} (Figure IV.79).

La position de la fente g par rapport à la ligne de décollement naturelle de l'écoulement agit uniquement sur la valeur du coefficient de quantité de mouvement critique C_μ^{cr} pour lequel la réduction de traînée est maximale. Cette valeur diminue avec la diminution de la distance g . Dans cette étude, les mesures réalisées avec une fente placée à 2 mm en aval de la ligne de décollement permet de diviser par quatre la valeur de C_μ^{cr} par rapport à une fente placée à 4 mm, en amont ou en aval. Les mécanismes de contrôle restent les mêmes lorsque la position de la fente varie (Figure IV.79).

La fréquence réduite F_w^+ ne semble pas avoir de rôle significatif sur l'efficacité du contrôle lorsque le décollement est géométrique. Cependant, les faibles performances aérodynamiques fournies avec la technologie d'actionneur choisie, particulièrement dans les basses fréquences ($f_j \leq 400$ Hz), ne permettent pas de généraliser.

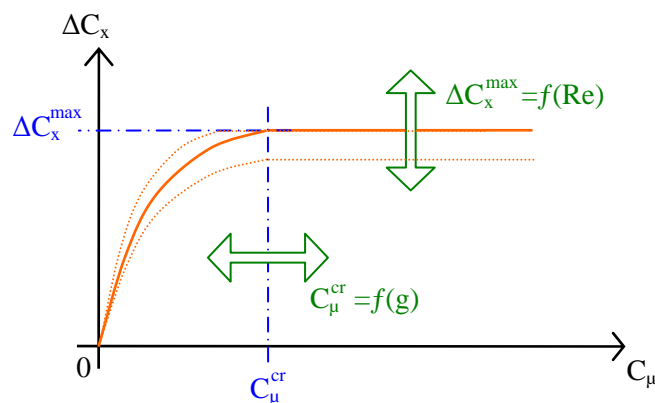


Figure IV.79 : Représentation schématique de l'évolution de la réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement et des paramètres influents

La réduction de traînée maximale ΔC_x^{\max} dépend du **nombre de Reynolds Re** . Celle-ci diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Dans cette étude, elle est de l'ordre de 8.5% pour $Re=1.2 \times 10^6$ et de l'ordre de 6.5% pour $Re=1.9 \times 10^6$.

Dans la seconde section de ce chapitre, l'évolution de la topologie moyenne de l'écoulement de sillage est caractérisée expérimentalement avec contrôle. Les réductions de traînée mesurées résultent d'une évolution des structures tourbillonnaires qui se développent en aval de la maquette.

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement croît entre 0 et C_{μ}^{cr} , l'application du contrôle réduit progressivement la longueur du bulbe décollé D. La réduction du bulbe se traduit par une augmentation des coefficients de pression statique sur la lunette arrière, favorable à la réduction de C_x . De plus, la réduction de la structure tourbillonnaire D est accompagnée d'une accélération de l'écoulement sur la lunette arrière. L'augmentation des vitesses de l'écoulement produit un déplacement et un équilibrage de la structure tourbillonnaire torique Q de culot vers l'aval de la maquette. L'éloignement de la structure torique Q éloigne les pertes d'énergie volumique du culot et les valeurs de coefficients de pression statique remontent progressivement sur toute la hauteur du culot, ce qui est également favorable au C_x .

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement C_{μ} est supérieur à C_{μ}^{cr} , les réductions de C_x restent constantes. La topologie de l'écoulement de sillage garde la même configuration tourbillonnaire. L'écoulement est alors complètement attaché sur la lunette arrière, la structure tourbillonnaire Q de culot conserve une position fixe et les distributions de pression statique n'évoluent plus.

Par ailleurs, l'étude montre que le contrôle appliqué transversalement à l'écoulement principal influence également le développement des structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 . La suppression du bulbe décollé "renforce" le développement de ces structures qui restent à l'état "colonne" plus loin en aval de la maquette. Cette évolution a peu d'influence sur la traînée aérodynamique totale.

Ce comportement de l'écoulement moyen du sillage est analogue à celui obtenu par une solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06]. Cependant, le jet synthétique agit également sur le caractère instationnaire de l'écoulement.

L'analyse fréquentielle de l'écoulement est menée dans la troisième section de ce chapitre pour des valeurs de coefficient de quantité de mouvement inférieures à C_{μ}^{cr} dans le cas du montage amont.

La réduction du bulbe décollé D se traduit à hauteur de la lunette arrière et dans l'écoulement de sillage par une diminution de l'activité spectrale sur la bande de fréquence réduite $St^1 = [0.05, 1.0]$. Le niveau d'énergie turbulente diminue régulièrement avec l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement et devient minimal lorsque l'écoulement est complètement attaché sur la lunette arrière. La suppression de l'énergie turbulente associée à la formation du bulbe décollé D permet de distinguer deux instabilités dans l'écoulement, l'une naturelle et l'autre forcée :

L'instabilité naturelle présente dans l'écoulement se développe avec une fréquence réduite caractéristique égale à $St=0.36$. Elle correspond à l'instabilité naturelle de Von Karman associée à la formation de la structure tourbillonnaire Q de culot et à l'émission alternative des structures tourbillonnaires contrarotatives Q_1 et Q_2 . L'analyse fréquentielle montre que le contrôle supprime d'une part l'activité spectrale initiée par le

battement du bulbe décollé D mais renforce aussi l'organisation de l'écoulement autour de l'instabilité de Von Karman.

L'instabilité forcée est introduite dans l'écoulement par le système de contrôle. Le phénomène instationnaire et organisé se développe sur la lunette arrière mais aussi à la périphérie de la zone de recirculation moyenne située en aval du culot. L'introduction de cette instabilité par le jet synthétique participe au contrôle et se manifeste par la réduction et la suppression du bulbe décollé D.

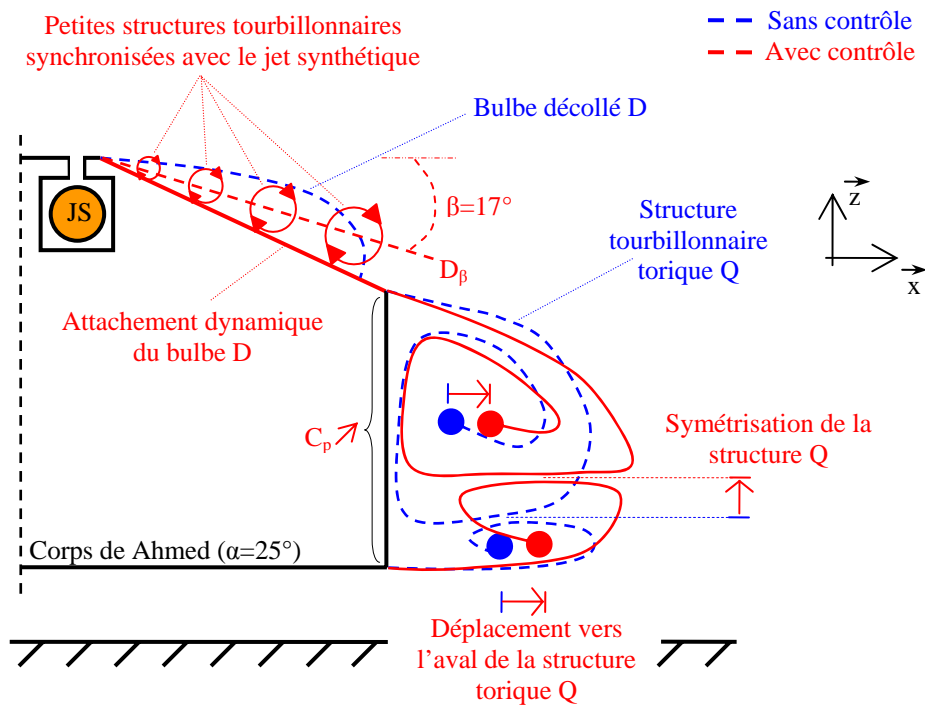


Figure IV.80 : Représentation schématique de la topologie de l'écoulement de sillage contrôlé par jet synthétique dans le plan longitudinal médian de la maquette

Enfin, l'étude en synchronisation de phase réalisée dans la dernière section de ce chapitre améliore la compréhension des phénomènes physiques introduits par le contrôle. Cette analyse montre que la suppression moyenne du bulbe décollé D découle de l'introduction de quantité de mouvement dans l'écoulement aérodynamique sous la forme de petites structures tourbillonnaires organisées et émises par le jet synthétique à chaque cycle d'actionnement. Ces petites structures tourbillonnaires se déplacent dans la couche limite qui se développe sur la lunette arrière avec une accélération constante. Cette accélération se traduit alors par un déplacement des structures tourbillonnaires le long d'une droite D_β inclinée à 17° par rapport à l'écoulement incident.

**PARTIE V – RAPPEL DES PRINCIPAUX RESULTATS DE
LA THESE ET PERSPECTIVES
D'APPLICATION AUTOMOBILE...**

1.1. Rappel des principaux résultats de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier les possibilités de réduction de la consommation des véhicules automobiles en diminuant leur traînée aérodynamique. Pour cela, la technique de contrôle des écoulements par jet synthétique est testée sur une géométrie simplifiée académique de véhicule automobile de type corps de Ahmed avec une lunette arrière inclinée à 25°. L'écoulement de sillage en aval de la géométrie est composé des principales structures tourbillonnaires qui participent à hauteur de 90% à la traînée aérodynamique d'un véhicule automobile de type bi-corps. L'enjeu de ce travail est d'évaluer par voie numérique et expérimentale l'efficacité du contrôle et d'identifier les paramètres pertinents de l'actionneur.

L'exploration numérique est réalisée avec le code de calcul commercial PowerFlow[®] basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau. Les simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles sont réalisées sur une géométrie simplifiée tronquée (la partie avant et les supports de la géométrie ne sont pas représentés) et le contrôle par jet synthétique est modélisé simplement par une condition aux limites imposée à la sortie de la fente. Les résultats numériques sont étendus et validés expérimentalement sur un corps de Ahmed à l'échelle 0.7. Un actionneur de jet synthétique est pour l'étude développé sur une technologie piézoélectrique. Les moyens de mesures stationnaires (pesée, visualisation, sonde de pression statique), instationnaires (fil chaud et microphones) et en synchronisation de phase (PIV) contribuent à l'amélioration de la compréhension des mécanismes du contrôle et à l'identification des paramètres pertinents du jet synthétique.

Identification des régimes de fonctionnement du contrôle par jet synthétique

L'étude numérique bidimensionnelle permet d'obtenir les premiers résultats de contrôle. L'influence du jet synthétique sur la traînée aérodynamique est examinée en faisant varier indépendamment le coefficient de quantité de mouvement et la fréquence réduite. Deux modes efficaces de réductions de traînée sont alors mis en avant :

- Le premier mode correspond à une interaction stationnaire entre les écoulements de jet synthétique et de sillage, pour une fréquence réduite du contrôle de l'ordre de $F_w^+ \sim 20.0$. Il en résulte une réduction de la traînée d'environ 13%. Le contrôle repousse en aval de la géométrie les pertes d'énergie volumique, ce qui augmente les valeurs de C_p sur toute la hauteur de la géométrie de façon homogène. Les simulations numériques et les essais expérimentaux n'ont pas permis de retrouver ce mode de fonctionnement.
- Le second mode se caractérise par une interaction dynamique entre les écoulements. La fréquence optimale d'excitation du jet synthétique est plus faible, de l'ordre de $F_w^+ = 0.7$ et une réduction de traînée maximale de l'ordre de 33% est atteinte. La topologie moyenne et la dynamique instationnaire de l'écoulement contrôlé évoluent. L'écoulement est dynamiquement attaché sur la lunette arrière par l'intermédiaire de petits tourbillons synchronisés en phase avec le jet synthétique. Une recompression continue des pressions statiques sur la lunette arrière et une réduction importante des pertes d'énergie volumique en aval du culot en découlent.

Ce second mode de fonctionnement du contrôle par jet synthétique est observé aussi bien numériquement qu'expérimentalement sur la configuration tridimensionnelle du sillage.

De l'écoulement naturel à l'écoulement contrôlé

En stationnaire, le contrôle par jet synthétique réduit la longueur du bulbe décollé et les pertes d'énergie volumique associées. L'accroissement des vitesses qui accompagne la suppression de la zone de recirculation à hauteur de la lunette arrière est favorable à la formation de la structure tourbillonnaire torique de culot. Cette structure se symétrise et se déplace en aval du véhicule. La suppression sur la lunette arrière et l'éloignement du culot des sources de pertes d'énergie volumique sont favorables à la réduction de traînée.

En instationnaire, le contrôle par jet synthétique permet de réduire le niveau d'énergie cinétique turbulente de l'écoulement de sillage. La suppression du battement lié au bulbe décollé réduit le niveau d'énergie turbulente contenue dans les basses fréquences. La symétrisation de la structure tourbillonnaire torique favorise l'organisation de l'écoulement sur l'instabilité de Von Karman. De plus, l'instabilité forcée par le contrôle se développe à hauteur de la lunette arrière ainsi qu'à la périphérie de la structure tourbillonnaire torique.

La synchronisation de phase avec l'actionneur complète la compréhension des mécanismes du contrôle. L'injection périodique de quantité de mouvement par le jet synthétique force la formation de petites structures tourbillonnaires sur le haut de la lunette arrière. De part leur rotation et leur déplacement le long de la lunette arrière, ces tourbillons apportent de la quantité de mouvement en proche paroi. L'écoulement résiste alors au décollement imposé par la géométrie et reste en moyenne attaché sur la lunette.

Les paramètres du contrôle par jet synthétique

L'évolution de l'écoulement aérodynamique de sillage sous l'effet du contrôle est essentiellement pilotée par *le coefficient de quantité de mouvement* du jet synthétique :

- Une réduction de la traînée aérodynamique est observée lorsque le coefficient de quantité de mouvement augmente jusqu'à une valeur critique C_{μ}^{cr} .
- Lorsque le coefficient de quantité de mouvement est supérieur à cette valeur critique C_{μ}^{cr} , la réduction de C_x est maximale et égale à ΔC_x^{max} . Dans ce cas, le bulbe décollé est supprimé et la topologie de l'écoulement n'évolue plus. Les résultats de simulation numérique 2D indiquent que cette configuration est obtenue lorsque la quantité de mouvement du jet synthétique est introduite au cœur de la sous-couche logarithmique qui se développe sur le pavillon.

La fréquence réduite ne semble pas avoir de rôle significatif dans l'efficacité du contrôle lorsque le décollement est géométrique sur la maquette tridimensionnelle. Cependant, les simulations numériques réalisées ici et les faibles performances aérodynamiques fournies avec la technologie d'actionneur choisie, particulièrement dans les basses fréquences ($f_j \leq 400$ Hz), ne permettent pas de conclure de façon certaine sur ce point. Les deux approches permettent toutefois d'observer des résultats comparables pour des fréquences de travail de l'actionneur différentes.

La position de la fente par rapport à la ligne de décollement naturelle de l'écoulement agit uniquement sur la valeur du coefficient de quantité de mouvement critique C_{μ}^{cr} (pour laquelle la réduction de traînée est maximale). Expérimentalement, cette valeur diminue lorsque la fente est proche de la ligne de décollement naturel. Le contrôle réalisés avec une fente placée à 2 mm en aval de la ligne de décollement permet de diviser par quatre la valeur de C_{μ}^{cr} par rapport à une fente placée à 4 mm, en amont ou en aval. Numériquement, la fente positionnée en aval du décollement supprime complètement le bulbe décollé, tandis qu'une simple réduction est obtenue en position amont.

1.2. Perspectives d'application automobile

Les résultats issus de ce travail de thèse mettent en évidence la performance d'une solution de réduction de la traînée aérodynamique par jet synthétique sur une géométrie automobile simplifiée. L'étude doit cependant se poursuivre avant d'envisager l'implantation de cette solution sur un véhicule réel.

Optimisation de la solution de contrôle

La démarche utilisée dans ce travail est exclusivement paramétrique. Dans la perspective d'une application automobile, il est indispensable de développer un système asservi qui ajuste en permanence le contrôle aux conditions de roulage du véhicule de telle sorte que le bilan énergétique soit optimal. Les possibilités d'asservissement d'un tel système, en boucle ouverte ou fermée, à l'aide d'informations sur l'écoulement recueillies à la paroi, sont largement démontrées dans les publications sur des configurations académiques. L'objectif est maintenant d'explorer l'adaptation de ces systèmes au produit automobile, aux contraintes qui lui sont liées (géométries complexes, encombrement, prix, ...) et de définir les stratégies de pilotage du contrôle.

Intégration de la solution de contrôle

Le potentiel de la solution de contrôle par jet synthétique est uniquement examiné pour un signal d'excitation des membranes sinusoïdal. Le bruit acoustique généré par le système représente aujourd'hui une barrière majeure à son utilisation. Une première solution peut être d'exciter l'actionneur avec des fréquences inaudibles par l'homme. Cependant, les basses fréquences seraient difficiles à mettre en œuvre d'un point de vue technologique et les ultrasons "chatouilleraient" les oreilles de nos animaux domestiques.

La modulation d'amplitude du signal d'alimentation représente une alternative intéressante puisque qu'elle permet de distribuer l'énergie sur le spectre et ainsi limiter le bruit acoustique. Les premiers essais montrent que l'efficacité du contrôle est identique avec la modulation d'amplitude et des réductions maximales de traînée sont également obtenues expérimentalement sur le corps de Ahmed (Figure V.1).

Par ailleurs, la modulation d'amplitude permet également de disposer d'énergie pour le contrôle en dehors de la dynamique propre de l'actionneur. L'utilisation des actionneurs MEMS, qui ont une bande passante de l'ordre du kHz, peuvent ainsi être présentés pour le contrôle. Elle permet également dans la perspective de l'optimisation de la stratégie de pilotage de cibler plus facilement (sans contrainte sur la dynamique de l'actionneur) les fréquences naturelles de l'écoulement à contrôler.

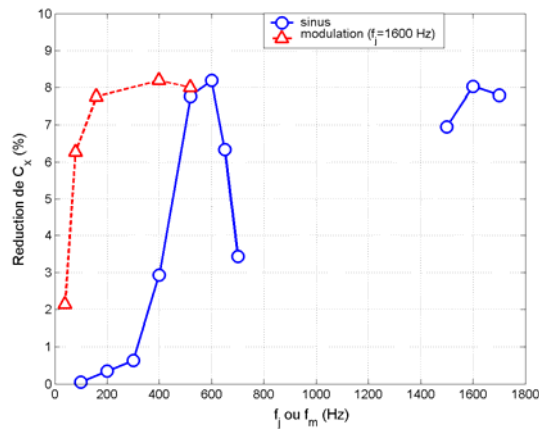


Figure V.1 : Pourcentage de réduction de traînée du corps de Ahmed par jet synthétique alimenté par un signal sinusoïdal (sinus) et un signal modulé en amplitude (modulation)

Enfin, l'industrialisation du contrôle par jet synthétique passe inévitablement par le développement de systèmes robustes et de concepts qui permettent de préserver les actionneurs des salissures et intempéries (pluie, gèle, ..).

Viabilité de la technique de contrôle pour d'autres géométries d'arrière corps

Le contrôle par jet synthétique est dans ce travail exploré uniquement sur une géométrie simplifiée de type bi-corps à échelle réduite. La validation de la solution nécessite encore d'être validée pour ce type de géométrie sur une échelle réelle qui tient compte des dimensions et des angles de courbure d'une voiture. D'autres formes d'arrière corps doivent également être examinées, comme par exemple les tri-corps qui présentent une topologie d'écoulement aérodynamique proche de celle étudiée, et surtout les véhicules de type culot droit (très à la mode). Pour ces derniers, les travaux bibliographiques mettent d'ores et déjà en avant l'efficacité du contrôle dans une configuration bidimensionnelle.

La route vers l'intégration finale est encore longue...

ANNEXE

Annexe A - Le code de calcul

A.1. Présentation du code de calcul

La dynamique de l'écoulement d'air autour des véhicules automobiles est régie par les équations de Navier-Stokes. Ces équations, qui décrivent l'évolution de variables macroscopiques (vitesse, pression, masse volumique) caractéristiques de l'écoulement, peuvent être obtenus à partir de deux approches. La première approche consiste à écrire les bilans de conservations de la mécanique des milieux continus à l'intérieur de volume de fluides à l'échelle macroscopique. La seconde approche, moins utilisée dans les milieux académiques et universitaires, décrit le mouvement des particules qui constituent le fluide au niveau microscopique et repose sur l'hypothèse que la dynamique macroscopique d'un fluide résulte d'un comportement collectif des particules microscopiques. Dans ces conditions, l'évolution des particules est gouvernée par la théorie cinétique.

A l'échelle microscopique, le fluide s'apparente à un nuage de particules dont le mouvement est décrit statistiquement par l'équation de Boltzmann et les grandeurs microscopiques caractéristiques représentent des densités de particules associées à des distributions de vitesse. Les champs macroscopiques de vitesse, de pression et de température sont obtenus à partir de moyennes statistiques. Ainsi, le passage de la description microscopique (équation de Boltzmann) à la description macroscopique (équations de Navier-Stokes) est démontré analytiquement par Chapman & Cowling [CHA-70] (Figure A.1).

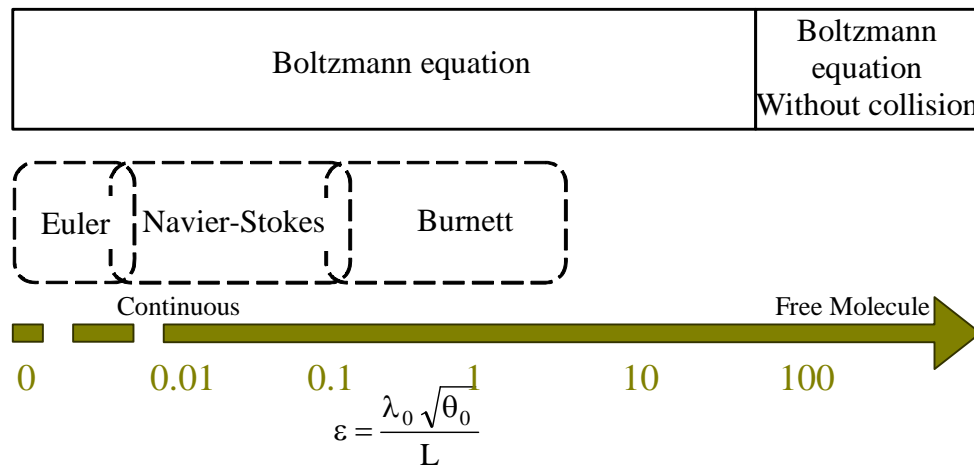


Figure A.1 : Domaines de validité des approches numériques continues et de Boltzman en fonction du nombre de Knudsen ε

Le code de calcul dans cette étude, PowerFlow 3.5b développé par la société EXA[®], repose sur la résolution de l'équation de Boltzmann selon une discrétisation temporelle et spatiale de l'écoulement. Le code Powerflow a largement été validé pour des applications classiques en aérodynamique automobile [RIC-02], notamment sur la géométrie du corps de Ahmed [FAR-06] & [ROU-05].

Les développements qui suivent constituent une présentation non exhaustive des caractéristiques fondamentales du code de calcul. Les principes de la méthode Boltzmann sur réseaux (ou LBM pour Lattice Boltzmann Method) sont tout d'abord exposés (section A.1.1) puis le modèle de turbulence et de paroi utilisés dans le code PowerFlow sont précisés (section A.1.2 et A.1.3). Enfin, la gestion particulière du maillage et des conditions aux limites est présentée (section A.1.4).

A.1.1. La méthode Boltzmann sur réseaux (LBM)

Au niveau microscopique, le mouvement du fluide est associé au déplacement d'un nuage de particules dont le mouvement est décrit statistiquement par la théorie cinétique des gaz. La trajectoire de ces particules est modélisée selon deux phases. Premièrement, le volume du nuage de particules est discrétisé selon un réseau régulier de points de calcul et chaque nœud du maillage ainsi défini est associé à une fonction de distribution $[f_i]_{i=1\dots N}$ qui représente la densité de particules se déplaçant à la vitesse $[\vec{V}_i]_{i=1\dots N}$. La distribution de vitesse \vec{V}_i représente les N possibilités de déplacement du nuage de particules à partir du nœud de calcul considéré vers un nœud voisin. A l'issue de cette première phase de distribution et si le fluide est suffisamment dense, des collisions entre particules peuvent se produire et une deuxième phase, dite de redistribution, permet de simuler les phénomènes de choc entre particules.

Ces phases de distribution et redistribution sont alors exprimées analytiquement par l'équation de Boltzmann telle que :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \underbrace{\vec{V}_i \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(f_i)}_{\text{advection}} = \underbrace{C_i}_{\text{collision}}, \quad (\text{A.1})$$

où $[C_i]_{i=1\dots N}$ représente l'opérateur de collision associé à la phase de redistribution et défini selon Bhatnagar *et al.* [BHA-54] par :

$$C_i = \frac{F_i - f_i}{\tau_{rel}}, \quad (A.2)$$

où τ_{rel} représente la constante de temps de relaxation entre l'état excité des particules avant collision et le retour à un nouvel état d'équilibre et $[F_i]_{i=1...N}$ constitue la fonction de distribution à l'état d'équilibre.

Ainsi, en introduisant l'expression (A.2) dans l'équation de Boltzmann (A.1) discrétisée sur un maillage cartésien uniforme, l'équation générale de la LBM en chaque point du maillage devient :

$$f_i(\vec{x} + \Delta\vec{x}, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \frac{\Delta t}{\tau_{rel}} (F_i(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)), \quad (A.3)$$

où \vec{x} et t représentent les coordonnées spatio-temporelle du nuage de particules repérée sur le maillage cartésien uniforme, $\Delta\vec{x} = \vec{V}_i \cdot \Delta t$ et Δt sont respectivement associées au pas spatial et temporel de la simulation numérique.

A ce niveau de l'étude, il convient de remarquer que les variables macroscopiques « eulériennes » telle que la densité ρ du fluide, la quantité de mouvement $\rho\vec{u}$ et l'énergie interne e du fluide peuvent être obtenues aisément à partir des développements suivants :

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N f_i(\vec{x}, t), \quad (A.4)$$

$$\rho(\vec{x}, t)\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N \vec{V}_i f_i(\vec{x}, t), \quad (A.5)$$

$$\rho(\vec{x}, t)e(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N |\vec{V}_i|^2 f_i(\vec{x}, t) - \frac{1}{2} \rho(\vec{x}, t) |\vec{u}(\vec{x}, t)|^2, \quad (A.6)$$

La prochaine étape consiste à résoudre numériquement l'équation (A.3). Pour cela, trois paramètres doivent être définis plus précisément à savoir, la distribution de vitesses \vec{V}_i , la fonction de distribution des particules à l'état d'équilibre $[F_i]_{i=1...N}$ et le temps de relaxation τ_{rel} . La définition de ces trois paramètres dans le code PowerFlow 3.5b est présentée dans la suite du document.

A.1.1.1. Détermination de la distribution de vitesses \vec{V}_i

Le déplacement d'une particule positionnée sur un nœud quelconque du maillage cartésien uniforme est déterminé selon trois possibilités :

- niveau 0 : la particule reste immobile sur le nœud de calcul considéré.
- niveau 1 : la particule se déplace horizontalement, verticalement ou diagonalement sur un nœud voisin (déplacement élémentaire).
- niveau 2 : la particule se déplace vers un nœud éloigné selon deux déplacements élémentaires.

Ces trois niveaux sont mis en évidence par la schématisation d'un maillage cartésien uniforme proposé par Chen *et al.* [CHE-97] (Figure A.2).

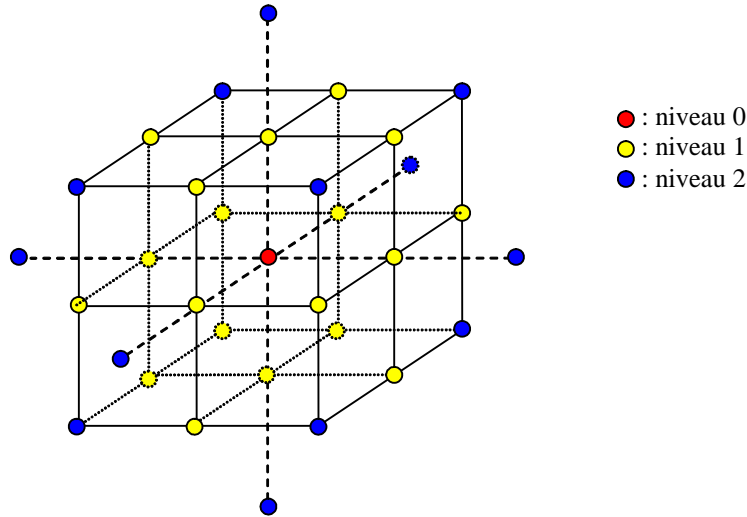


Figure A.2 : Représentation des directions de vitesses du modèle de vitesse D4Q34 utilisé dans Powerflow 3.5b.

La distribution de vitesse ainsi définie permet de déterminer 34 déplacements possibles pour une particule située sur une maille quelconque et le modèle est nommé "34 vitesses".

A.1.1.2. Détermination de la fonction de distribution à l'état d'équilibre F_i

La fonction de distribution des particules à l'état d'équilibre F_i est déterminée à l'aide du système d'équation {(A.4), (A.5), (A.6)} exprimé à l'état d'équilibre ($f_i=F_i$) pour assurer que les lois fondamentales de conservation à l'échelle macroscopique concernant la masse, la quantité de mouvement et l'énergie soit vérifiées. Dans ces conditions, l'approximation au troisième ordre de la fonction de distribution à l'état d'équilibre F_i est donnée pour la distribution de vitesse V_i à trois niveaux par [CHE-02] :

$$F_i = \rho w_i \left[1 + \frac{\vec{V}_i \cdot \vec{u}}{\bar{T}} + \frac{(\vec{V}_i \cdot \vec{u})^2}{2\bar{T}^2} - \frac{|\vec{u}|^2}{2\bar{T}} + \frac{(\vec{V}_i \cdot \vec{u})^3}{6\bar{T}^3} - \frac{\vec{V}_i \cdot \vec{u}}{2\bar{T}^2} |\vec{u}|^2 \right], \quad (\text{A.7})$$

où \bar{T} , constante égale à 0,42, représente la température adimensionnée (ou "température lattice") par la température caractéristique à l'échelle microscopique et w_i des coefficients de pondération associées à chaque direction de déplacement i et définis par :

$$w_i = \begin{cases} 3\bar{T}^2 - 3\bar{T} + 1 & \text{pour le niveau 0} \\ \frac{\bar{T}}{2}(2 - 3\bar{T}) & \text{pour le niveau 1} \\ \frac{\bar{T}}{24}(3\bar{T} - 1) & \text{pour le niveau 2} \end{cases}, \quad (\text{A.8})$$

A.1.1.3. Détermination du temps de relaxation τ_{rel}

Le temps de relaxation τ_{rel} est également déterminé à partir des équations de conservation des variables macroscopiques et s'exprime en fonction de la viscosité ν , de la température adimensionnée \bar{T} et des pas de discrétisations spatiale $\Delta \bar{x}$ et temporelle Δt de la simulation, tel que [CHE-97] :

$$\tau_{rel} = \Delta t \left(\frac{1}{2} + \frac{\nu \Delta t}{\overline{T} |\Delta \vec{x}|^2} \right) \quad (A.9)$$

Pour résumer, l'algorithme général de la LBM peut être décomposé en 3 étapes :

- Etape 1 : détermination des fonctions de distribution f_i à l'instant t à partir de l'équation (A.3) à l'aide des valeurs de F_i (A.7) et τ_{rel} (A.9).
- Etape 2 : détermination des variables macroscopiques {(A.4), (A.5) et (A.6)}.
- Etape 3 : détermination de la nouvelle fonction d'équilibre F_i (A.7) et initialisation de l'itération suivante $t+\Delta t$.

Comme toutes les méthodes numériques basées sur une discrétisation spatio-temporelle, l'utilisation de la LBM pour simuler un écoulement à grand Reynolds, tels les écoulements rencontrés en aérodynamique automobile, ne permet pas de résoudre toutes les échelles de la turbulence. Le code de calcul est alors associé à un modèle de turbulence présenté dans les développements qui suivent.

A.1.2. Le modèle de turbulence

La dynamique des structures turbulentes dont les dimensions caractéristiques sont inférieures à la taille locale du maillage n'est pas modélisée par la LBM mais est simulée à l'aide d'un second modèle. La modélisation de la turbulence est alors réalisée par l'introduction d'une viscosité turbulente ν_t à l'intérieur de l'expression (A.9) telle que :

$$\nu = \nu_0 + \nu_t \quad (A.10)$$

où ν_0 représente la viscosité cinématique du fluide modélisé.

Le modèle utilisé dans le code PowerFlow 3.5b pour déterminer la valeur de ν_t est une extension du modèle $k-\varepsilon$ RNG [YAK-01], appliqué sur le même maillage que celui utilisé pour résoudre l'équation de Boltzmann. La discrétisation est réalisée à l'aide de différences finies du second ordre en espace (type Lax-Wendroff) et d'un schéma explicite en temps [PER-99]. Dans ce modèle, le tenseur de Reynolds est défini à partir de l'approximation de Boussinesq :

$$\tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (A.11)$$

où la viscosité turbulente est définie par :

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (A.12)$$

D'autre part, les équations pour k et ε sont données par :

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{v}{\sigma_{k0}} + \frac{v_t}{\sigma_{kt}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + v_t |S|^2 - \varepsilon , \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{v}{\sigma_{\varepsilon 0}} + \frac{v_t}{\sigma_{\varepsilon t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} v_t \frac{\varepsilon}{k} |S|^2 - \left[C_{\varepsilon 2} + f_{\text{RNG}} C_{\mu} \frac{\eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \right] \frac{\varepsilon^2}{k} , \quad (\text{A.14})$$

où l'expression de η est donnée par :

$$\eta = \frac{|S|k}{\varepsilon} + \frac{|\omega|k}{\varepsilon} + \frac{\Omega k}{\varepsilon} , \quad (\text{A.15})$$

avec S , le tenseur des déformations, ω la norme de la vorticité et Ω l'hélicité définie comme le produit scalaire du vecteur vitesse local et de la vorticité. Les valeurs des constantes de fermeture du modèle sont regroupées dans la Table A.1.

$C_{\mu} = 0.085$	$\sigma_{kt} = 1$
$C_{s1} = 1.42$	$\sigma_{\varepsilon t} = 0.719$
$C_{s2} = 1.92$	$\eta_0 = 4.38$
$\sigma_{k0} = 1$	$\beta = 0.012$
$\sigma_{s0} = 1$	$f_{\text{RNG}} = 1$

Table A.1 : Capitalisation de la valeurs des constantes de fermeture du modèle numérique [YAK-01]

A.1.3. Le modèle de paroi

Dans la couche limite, l'évolution du profil de vitesse ut parallèle à la tangente locale à la surface est modélisée à partir de la loi logarithmique donnée par [YAK-01] :

$$u^+ = \frac{u_t}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y^+}{\xi} \right) + B , \quad (\text{A.16})$$

où u_* représente la vitesse de frottement, κ la constante de Von Karman égale à 0.41, $B=5.0$, y^+ définie par :

$$y^+ = \frac{y_s u_*}{\nu} , \quad (\text{A.17})$$

avec y_s la distance à la paroi et ξ une fonction corrective qui prend en compte les effets du gradient longitudinal (direction notée x) de pression dans la couche limite telle que :

$$\xi = 1 + \alpha \left(\frac{1}{h_c} \frac{\partial P}{\partial x} \right)^\beta , \quad (\text{A.18})$$

où α et β sont des constantes empiriques, propriétés intellectuelles de la société EXA[®] et h_c un paramètre homogène à un gradient de pression et défini par :

$$h_c = \frac{\rho_c V_c^2}{L_c}, \quad (\text{A.19})$$

où L_c , ρ_c et V_c représentent respectivement la longueur, la densité et la vitesse caractéristiques du cas étudié et sont définis par l'utilisateur.

En pratique, la vitesse u_t s'obtient par extrapolation des distributions de vitesses au voisinage de la paroi relevées à la fin de la deuxième étape de la LBM (§ A.1.4.2). Le coefficient local de frottement à la paroi C'_f , défini par :

$$C'_f = \frac{\tau_p}{\rho u_t^2 / 2} = \frac{\rho u_*^2}{\rho u_t^2 / 2}, \quad (\text{A.20})$$

est alors imposé, à chaque pas de calcul, comme condition de paroi après avoir résolu le système d'équations (A.16) et (A.20) à deux inconnues C'_f et u_* . Ainsi l'implémentation du modèle de proche paroi ne se fait pas classiquement par le contrôle de la vitesse u_t mais par le contrôle du coefficient local de frottement à la paroi C'_f .

Concernant les valeurs des grandeurs caractéristiques de la turbulence k et ε en proche paroi, un modèle algébrique est implémenté au niveau du premier nœud de calcul au dessus de la surface tel que :

$$k^+ = \frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} - e^{-0,1y^+} \left(\frac{1}{C_\mu} + 0,29y^+ \right), \quad (\text{A.21})$$

$$\varepsilon^+ = \frac{\varepsilon V_0}{u_*^4} = 0,04y^+ - 0,0033y^{+2} + 1,04 \cdot 10^{-4} y^{+3} - 1,14 \cdot 10^{-6} y^{+4}. \quad (\text{A.22})$$

La validité du modèle de paroi constitué des équations (A.16) à (A.22) n'est assurée que pour y^+ compris entre 10 et 300, qui correspondent à la région caractéristique de la zone logarithmique dans la couche limite (préconisations PowerFlow).

A.1.4. Le maillage et les conditions aux limites

A.1.4.1. Le maillage

L'équation (A.3) de la méthode Boltzmann sur réseaux est définie à partir d'un maillage volumique cartésien uniforme (cubique). La densité du maillage volumique évolue par domaines parallélépipédiques appelés VR et diminue lorsque la distance à la paroi augmente. A l'intérieur de chaque VR, le maillage volumique est cartésien, uniforme et la résolution est divisée par deux en s'éloignant de la surface à chaque changement de domaine. Les domaines de plus forte résolution doivent, de manière classique, se situer au voisinage des parois et des régions où apparaissent des gradients de pression ou de vitesse importants. En pratique, l'utilisateur définit la taille et la position des VR ainsi que la valeur de la résolution la plus fine.

Dans ces conditions, la vitesse du son c_s est définie, dans chaque VR, par les relations suivantes [CHE-98] :

$$c_s = \sqrt{\frac{D+2}{D} \frac{\bar{T}}{\Delta t} |\Delta \vec{x}|}, \quad (\text{A.23})$$

où D représente le degré de liberté des particules, égal à 4, $|\Delta \vec{x}|$ et Δt la taille des mailles cubiques et le pas de temps dans la VR considéré. En pratique, c_s est une caractéristique fixée du fluide et est indépendante de la discrétisation spatio-temporelle de l'écoulement. Ainsi, pour $|\Delta \vec{x}|$ connu et imposé par l'utilisateur, la relation (4.18) définit le pas de temps de calcul Δt de la simulation dans chaque VR et le nombre CFL qui caractérise la discrétisation spatio-temporelle est donné par :

$$\text{CFL} = c_s \frac{\Delta t}{|\Delta \vec{x}|} = \sqrt{\frac{D+2}{D} \frac{\bar{T}}{\Delta t} |\Delta \vec{x}|} \approx 0,794. \quad (\text{A.24})$$

Le pas de temps Δt , directement proportionnel au pas d'espace $|\Delta \vec{x}|$, est ainsi multiplié par deux à chaque changement de VR en s'éloignant des régions de plus fine résolution. Cette méthode possède l'avantage non seulement de réduire le nombre de maille de calcul mais aussi de diminuer le nombre d'itérations dans les zones éloignées de la paroi.

A.1.4.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites d'entrée et de sortie du domaine de simulation sont définies à partir des variables macroscopiques telles que la pression ou la vitesse et sont implémentées dans la méthode Boltzmann sur réseaux à l'aide des relations (A.4), (A.5) et (A.6) exprimées à l'état d'équilibre ($f_i = F_i$).

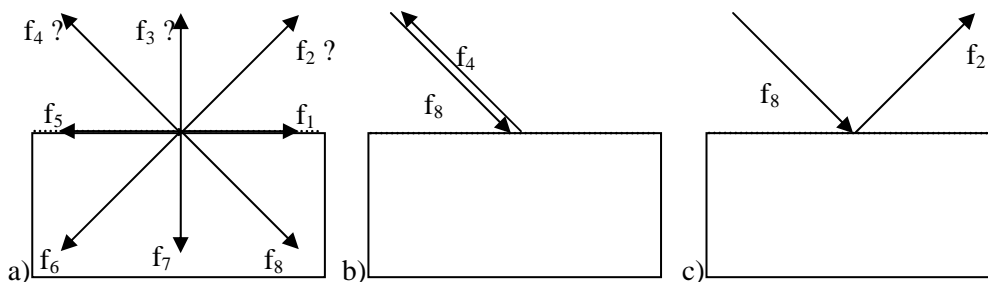


Figure A.3 : a) Schématisation des fonctions de distribution des particules au niveau d'une paroi pour un modèle de distribution bidimensionnelle. b) Exemple du rebond total arrière. c) Exemple de la réflexion spéculaire.

Au niveau des parois de la géométrie étudiée, le problème des conditions aux limites consiste à évaluer les fonctions de distribution qui entrent dans le domaine de calcul (fonctions f_2 , f_3 et f_4 inconnues, Figure A.3.a) à partir des fonctions de distribution qui sortent du domaine de calcul (fonctions f_6 , f_7 et f_8 connues, Figure A.3.a). Deux cas sont alors distingués :

- *condition de paroi non glissante* : la particule qui entre en collision avec la paroi est renvoyée dans le domaine de calcul selon une condition de rebond total arrière imposée par les relations suivantes (Figure A.3.b) :

$$\begin{cases} f_2 = f_6 \\ f_3 = f_7 \\ f_4 = f_8 \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

- *condition de paroi glissante* : la particule qui entre en collision avec la paroi est renvoyée dans le domaine de calcul selon une condition de réflexion spéculaire imposée par les relations suivantes (Figure A.3.c) :

$$\begin{cases} f_2 = f_8 \\ f_3 = f_7 \\ f_4 = f_6 \end{cases} \quad (\text{A.26})$$

Les expressions (A.22) et (A.23) ne sont cependant valables que si les nœuds du maillage volumique définis dans les VR de plus fine résolution coïncident avec la paroi de la géométrie étudiée. Dans le cas contraire, pour des géométries complexes ou courbes par exemple, une méthode volumique basée sur la conservation des flux de masse au voisinage de la paroi est proposée pour adapter les expressions (A.25) et (A.26). Les détails de cette méthode sont données par Chen *et al.* [CHE-98].

Annexe B – Mise en œuvre de la PIV et traitement des images

Cette annexe propose un rappel du principe de la PIV 2D2C, un complément d'information sur la mise en œuvre des mesures et sur le traitement des images utilisé pour ce travail de thèse.

B.1. Principe de la PIV 2D2C (2 dimensions, 2 composantes)

La technique de PIV est utilisée pour caractériser le champ de vitesse d'un écoulement (Figure B.1). Son principe repose sur l'analyse statistique d'images tomographiques de l'écoulement prises à des instants successifs. Les traceurs de l'écoulement sont des particules solides ou liquides. Un plan laser éclaire l'écoulement à l'instant t , l'image des taches de diffusion de Mie des traceurs est récoltée sur un capteur CCD ou CMOS. A l'instant $t+\Delta t$ un deuxième tir laser est effectué et une seconde image est enregistrée. L'algorithme de traitement des images apparie les taches de diffusion et détermine le déplacement des traceurs $\overrightarrow{\Delta x(\bar{x}, t)}$ entre les deux images.

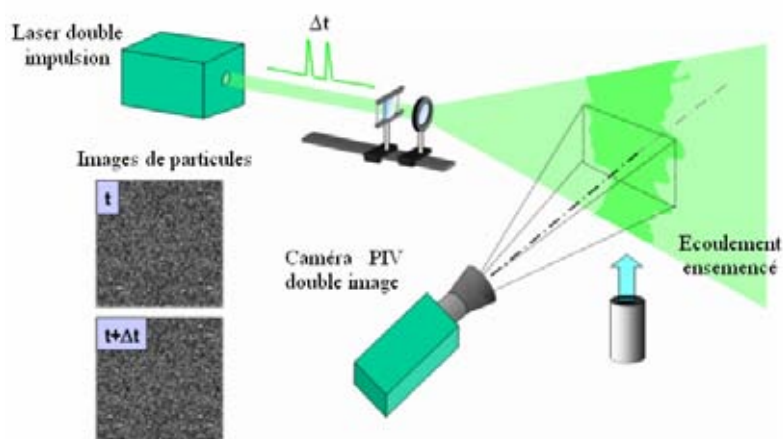


Figure B.1 : Principe de la PIV

Connaissant le temps inter image Δt , la vitesse locale des traceurs est donnée par la relation :

$$\overrightarrow{U}(\vec{x}, t) = \frac{\overrightarrow{\Delta x}(\vec{x}, t)}{\Delta t}, \quad (\text{B.1})$$

où le vecteur \vec{x} représente les coordonnées d'une particule dans le plan de mesure.

En assimilant la vitesse locale des traceurs à celle de l'écoulement, la technique de PIV fournit une mesure instantanée du champ de vitesse. S'il est possible d'identifier chaque particule et de les suivre individuellement entre les expositions successives, on utilisera alors un algorithme de PTV (Particule Track Velocimetry) ou dit de « super-résolution » [KEA-95].

Dans un traitement de PIV par intercorrélation la position des traceurs est enregistrée sur des images successives correspondantes chacune à des instants distincts (t et $t+\Delta t$). Un traitement statistique est réalisé sur un ensemble de traceurs. Les images numériques sont divisées en fenêtres d'analyses, g_1 pour la première image et g_2 pour la seconde, de taille $M \times N$.

La première étape du calcul d'intercorrélation consiste à construire la fonction de corrélation croisée $\Phi(m, n)$ définie par l'expression ci-dessous :

$$\Phi(m, n) = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} g_1(i, j) \cdot g_2(i+m, j+n), \quad (\text{B.2})$$

avec $-(M-1) \leq m \leq (M-1)$ et $-(N-1) \leq n \leq (N-1)$

A partir de l'expression (B.2), un coefficient de corrélation croisée normalisé $CC(m, n)$ est défini par :

$$CC(m, n) = \frac{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} (g_1(i, j) - \overline{g_1}) \cdot (g_2(i+m, j+n) - \overline{g_2})}{\sqrt{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [g_1(i, j) - \overline{g_1}]^2 [g_2(i, j) - \overline{g_2}]^2}}, \quad (\text{B.3})$$

avec $\overline{g_1}$ et $\overline{g_2}$ les niveaux de gris moyens dans les fenêtres d'analyse g_1 et g_2 .

La Figure B.2 propose une représentation 3D du résultat du calcul du coefficient de corrélation pour deux fenêtres de 32×32 pixels².

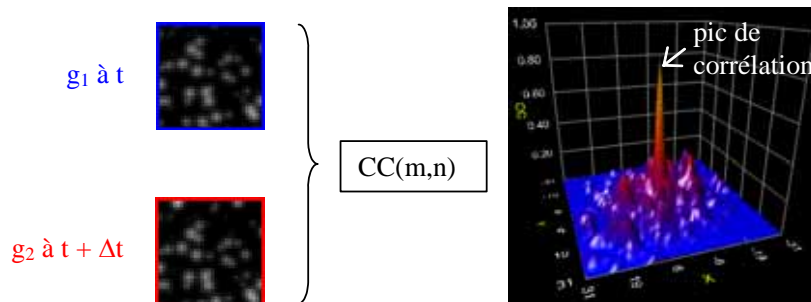


Figure B.2 : Représentation 3D du calcul du coefficient d'intercorrélation

S'il existe une corrélation forte entre les traceurs contenus dans les images g_1 et g_2 , la fonction $CC(m, n)$ présente un pic, dont la position correspond au déplacement le plus probable des traceurs, entre les instants t et $t+\Delta t$.

La position du maximum de corrélation est déterminée au pixel près. Afin d'augmenter la dynamique de la mesure, l'idée est de considérer que la position exacte du pic de corrélation peut être déterminée à partir d'un ensemble d'échantillons construisant le pic de corrélation. La méthode la plus largement utilisée actuellement consiste à interpoler le pic de corrélation par une fonction gaussienne qui semble la plus adaptée à la morphologie des images. La position du pic de corrélation ainsi déterminée fournit le déplacement le plus probable des traceurs contenus dans les fenêtres g_1 et g_2 avec une précision «sub-pixel».

Ce processus est réitéré pour l'ensemble des fenêtres g_1 et g_2 du couple d'images afin d'obtenir une mesure du champ de déplacement. Connaissant le délai Δt entre les deux images et le grandissement, le champ de vitesse instantané est calculé en unité physique.

B.2. Mise en œuvre des mesures

La mise en œuvre des mesures est la première étape de la technique de mesure PIV. L'attention portée au cours de cette phase permet par la suite d'améliorer la qualité et la précision des résultats, et de gagner du temps pour la phase de traitement des images. Les points abordés dans cette section sont l'ensemencement, les plans de visualisation et le montage.

B.2.1. L'ensemencement

La qualité de l'ensemencement est un point clef des mesures PIV. En effet, l'hypothèse que la mesure du déplacement des particules correspond à la vitesse du fluide impose d'une part des traceurs petits et légers pour pouvoir suivre les plus petites structures de l'écoulement et d'autre part la présence des traceurs dans l'ensemble de l'écoulement (homogénéité d'ensemencement). A ces contraintes s'ajoute la nécessité de pouvoir distinguer les particules sur les images avec le meilleur contraste possible.

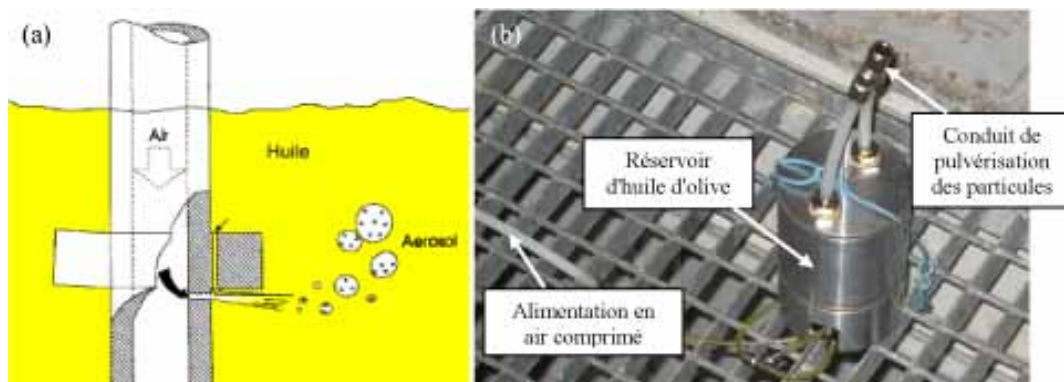


Figure B.3 : (a) Schéma du principe d'un pulvérisateur de type Laskin Nozzle et (b) système utilisé

Pour éviter des biais de calcul importants, les taches de diffusion de Mie des particules recueillies sur le capteur CCD doivent occuper plusieurs pixels (>2.5).

Pour nos essais un brouillard d'huile d'olive est généré par un système de type Laskin Nozzle (Figure B.3.a). Au cours des essais (Figure B.3.b), le système d'ensemencement est positionné en aval de la maquette pour que le brouillard soit le plus homogène possible.

B.2.2. Le montage

Pour tous les champs, le laser est fixé par l'intermédiaire d'une rotule sur le bras robotisé de la soufflerie situé sur le toit de la veine. Le laser est équipé d'un télescope optique, composé d'un jeu de deux lentilles sphérique et cylindrique, qui permet de générer et d'orienter la nappe laser et d'ajuster l'ouverture et l'épaisseur de la nappe en fonction du champ.

Pour les champs longitudinaux, la caméra est placée à l'extérieur de la veine (Figure B.5.a). Elle est montée sur des bras optiques immobiles par l'intermédiaire d'une rotule dont la précision est de $0,1^\circ$ dans les 3 directions.

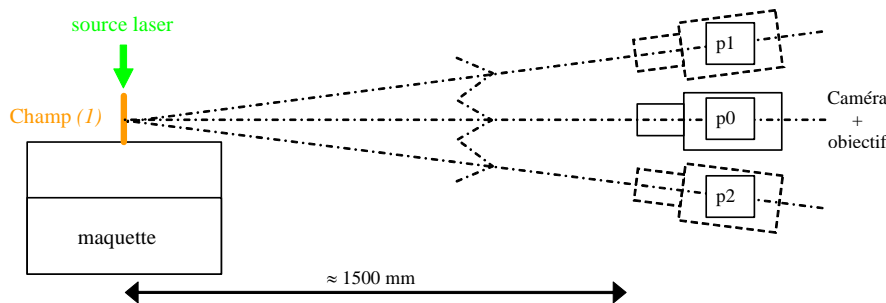


Figure B.4 : Problématique de positionnement de la caméra pour les plans longitudinaux

L'une des difficultés rencontrée dans la réalisation des plans longitudinaux réside dans le positionnement précis de l'assiette de la caméra par rapport au plan laser tout en privilégiant les mesures près des parois. La Figure B.4 illustre de manière schématique le problème.

Le positionnement théorique idéal de la caméra est représenté en p0 (Figure B.4). Néanmoins, pour limiter les problèmes de réflexion du laser sur la surface de la maquette il est préférable de légèrement décaler la caméra vers le bas (p2) et d'incliner sa position de manière à positionner l'axe optique sur le milieu du plan de mesure. Cette procédure est itérative (décalage vertical puis translation). Le réglage fin est possible grâce au système de déplacement vertical piloté et aussi grâce à la rotule fixée entre la caméra et le système de translation.

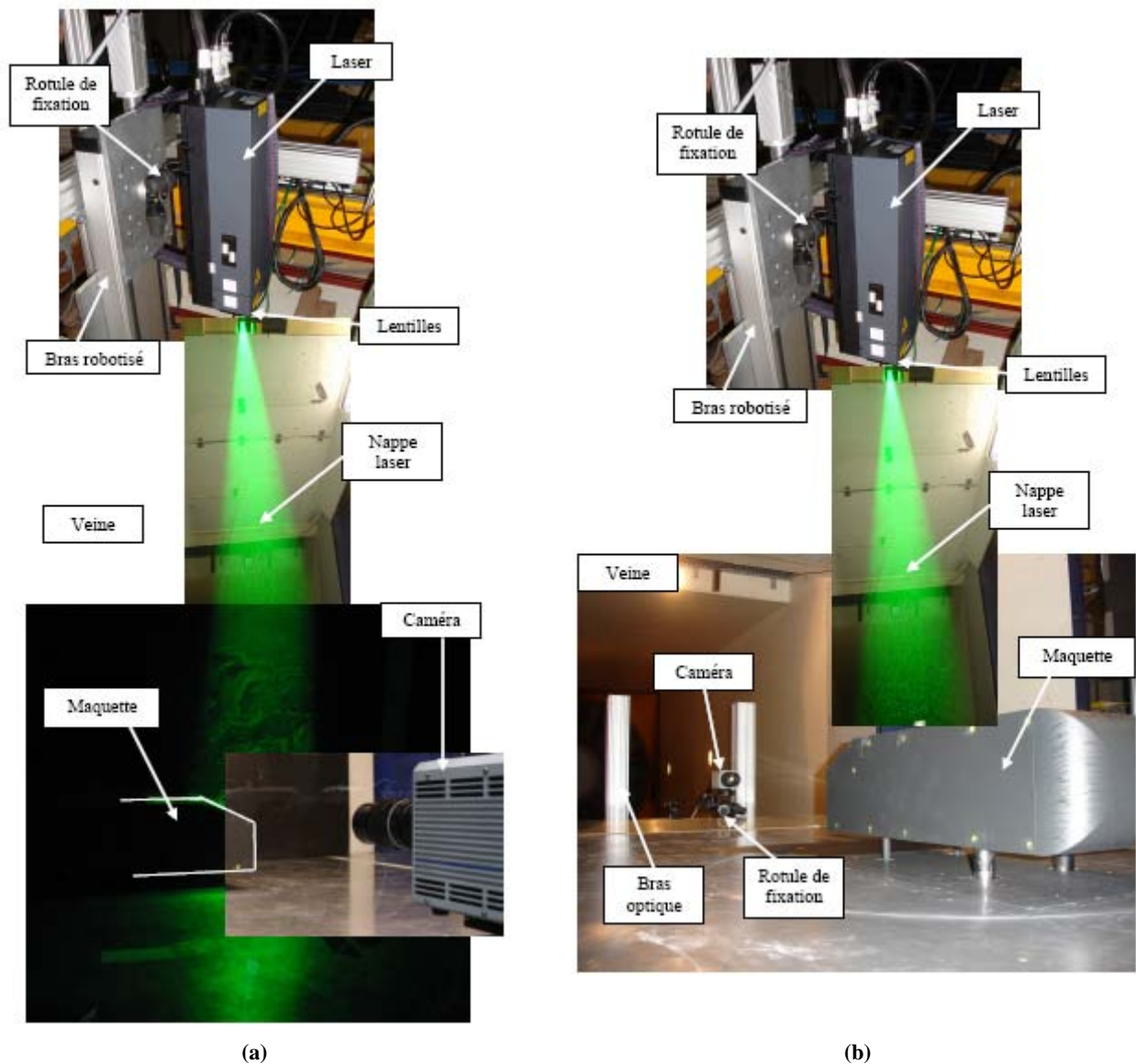


Figure B.5 : Représentation du montage mise en place pour (a) les champs longitudinaux et (b) les champs transversaux

Pour les champs transversaux, la caméra est montée sur une table optique située dans la veine suffisamment en aval de la maquette, $x/H_A=3$, pour limiter les perturbations liées à sa présence (Figure B.5.b). Deux difficultés sont rencontrées pour la réalisation de ces plans. La première a été de mettre au point la caméra avec le vent dans la soufflerie car la prise au vent du dispositif modifie sensiblement la position de la caméra. L'autre difficulté, plus anecdotique, est la réalisation du champ (4) (Figure IV.13), lorsque la fente est positionnée sur le haut de la lunette arrière. En effet, la présence du plateau dans la veine ne permet pas d'aligner le champ de la caméra avec le plan laser. La solution retenue est d'utiliser un miroir de renvoi fixé sur le plateau (Figure B.6).

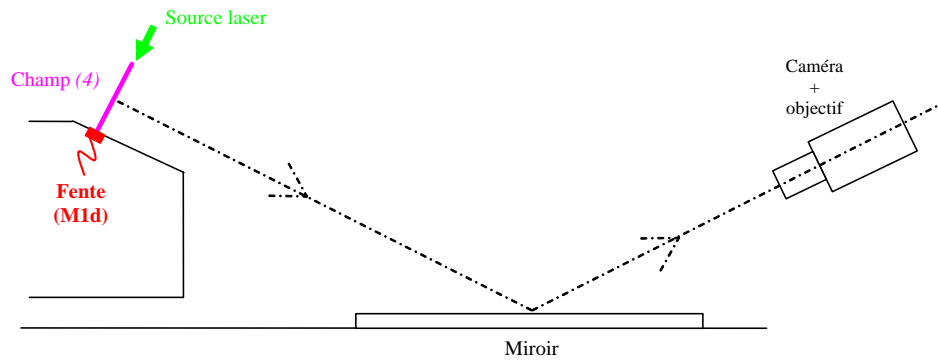


Figure B.6 : Schéma de principe de réalisation du champ (4) dans le cas de la fente positionnée sur le haut de la lunette arrière

B.3. Le traitement des images

Le traitement des images est une étape clé dans l'obtention des résultats PIV. Cette étape se décompose en trois temps qui sont le pré-traitement, le traitement et le post-traitement des images.

B.3.1. Le pré-traitement des images

Le pré-traitement des images PIV a pour objectif d'équilibrer le rapport signal sur bruit de chacune des images de la paire PIV, lorsque par exemple l'acquisition des images entraîne l'apparition de "points chauds" ou de réflexion laser sur les parois. Ils se caractérisent par la présence sur l'image de niveau de gris élevé qui influencent le calcul de corrélation. La Figure B.7 présente le synoptique du pré-traitement des images développées pour les besoins de ces essais.

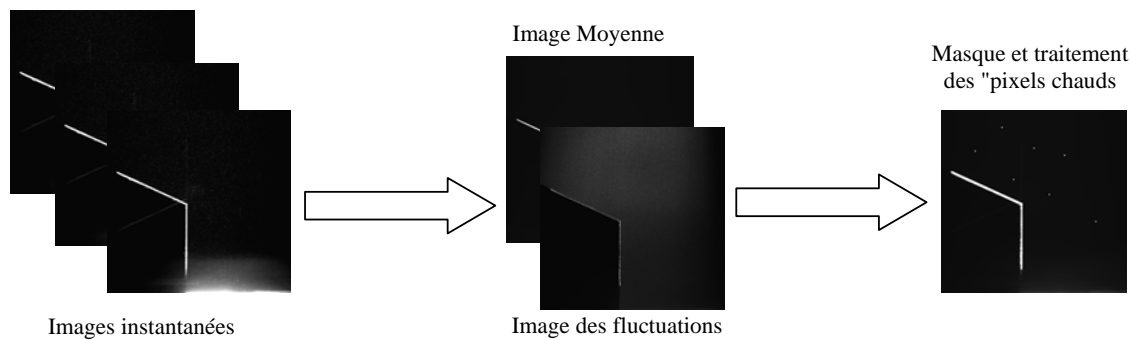


Figure B.7 : Synoptique du calcul de l'image de référence utilisée pour le pré-traitement

Le premier calcul consiste à réaliser l'image moyenne et l'image des fluctuations pour chaque configuration d'exposition de la caméra à partir des images de même parité. L'image moyenne est utilisée pour définir le fond. La trace des particules est éliminée sur l'image moyenne par un filtre d'érosion appliqué sur chaque image instantanée. Ce filtre consiste pour chaque pixel de l'image à lui attribuer le niveau de gris minimum de ses voisins. L'image des fluctuations d'intensité de niveaux de gris fournit plusieurs types d'informations comme par exemple la répartition et la densité d'ensemencement, et les variations d'intensité près des parois. L'analyse des variations d'intensité près des parois permet d'estimer l'amplitude des déplacements de la maquette pendant l'enregistrement d'une configuration et/ou la variation de l'intensité laser de chaque tir (Figure B.8).

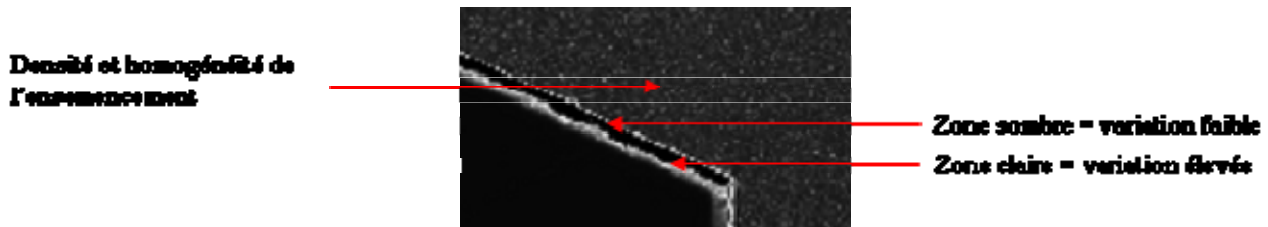


Figure B.8 : Zoom sur l'image des fluctuations de niveaux de gris

Sur l'image des fluctuations de niveaux de gris, les zones sombres représentent une variation locale faible d'intensité des niveaux de gris et les zones claires correspondent à une variation locale élevée (Figure B.8). La présence de zones de fortes variations juxtaposées à des zones de variations faibles au niveau de l'impact du laser sur les parois, indiquent l'amplitude de variation de la zone d'impacte du laser. L'amplitude est une composée des variations d'intensité du laser et des variations de position de la maquette. Elle est exprimée en pixel et est utilisée pour réaliser l'image de référence finale en pratiquant une dilatation itérative des contours de l'image moyenne. La dilatation consiste pour chaque pixel de l'image à lui attribuer le niveau de gris maximum de ses voisins. Le nombre d'itérations de ce filtre dépend de l'amplitude de déplacement des zones d'impacts du laser sur les parois (en moyenne 3 dilatations pour toutes les configurations). Après la dilatation la valeur des niveaux de gris présents dans des régions de gradients de variation importante (parois) sont maximisés. Les pixels chauds (pixel isolé et supérieur à un seuil de 1000) sont ensuite traités en attribuant la valeur maximale du niveau de gris. L'image finale ainsi obtenue est soustraite à chaque image instantanée avant chaque traitement PIV.

B.3.2. Le traitement des images

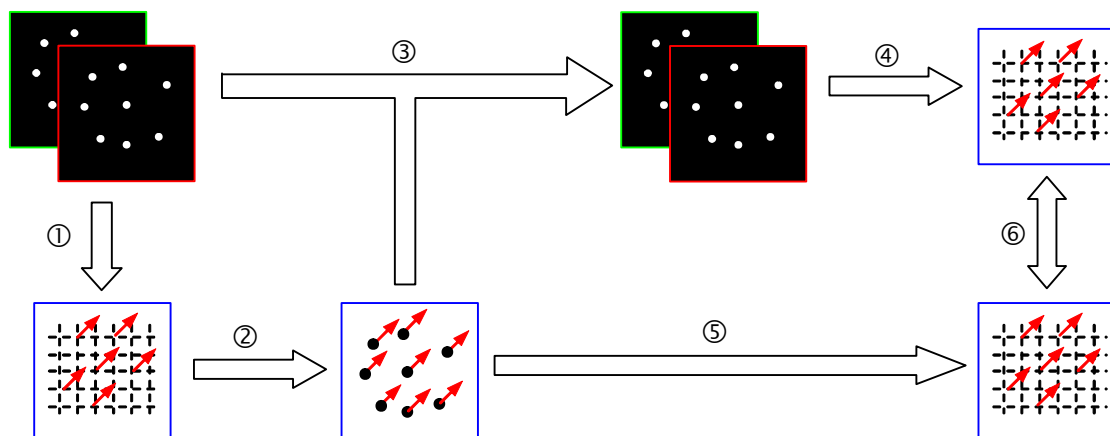
Le traitement des images a pour objectif de calculer l'image des déplacements en pixels à partir des paires d'image PIV. Pour cela, l'algorithme de traitement des images sélectionné est un algorithme de type "standard" à deux passes avec réduction et décalage des fenêtres d'analyse [SUS-06]. Cet algorithme assure une précision du calcul indépendante de l'amplitude du déplacement. La réduction des fenêtres d'analyse augmente la résolution spatiale des mesures. Le décalage des fenêtres d'analyse améliore la détection du pic de corrélation et fournit une validation de la mesure. Pour l'ensemble des configurations, la dimension des fenêtres d'analyse est comprise entre 30 et 40 pixels et le recouvrement entre 50 et 63%.

La convergence statistique des mesures est un paramètre difficile à évaluer de manière analytique et systématique quel que soit la configuration expérimentale. En effet, la concentration et l'homogénéité en particules, le rapport signal sur bruit des images influencent la vitesse de convergence des mesures. Les grandeurs physiques présentées dans ce rapport sont tout d'abord calculées pour de chaque paire d'image, champ instantané, puis moyennées sur la totalité des champs. La convergence statistique des moments d'ordre 1 est estimée à partir de 50 champs instantanés, en comparant des champs de vitesses moyens calculés à partir de 10, 50, 100 et 200 champs instantanés. Cependant, la convergence statistique des grandeurs fluctuantes est plus longue. Il est souvent nécessaire d'avoir un ordre de grandeur supplémentaire pour voir converger les moments d'ordre 2. Dans le cadre des essais, le grand nombre de configurations étudiées est pris en compte, particulièrement les problèmes de stockage et de temps de traitement des résultats, et nous avons retenu un compromis de 200 champs instantanés par configuration et par phase.

La résolution spatiale de la PIV est supérieure à la dimension des fenêtres d'analyse mais elle est délicate à déterminer précisément. Dans le cas idéal il n'existe pas de gradient de déplacement dans les fenêtres d'analyses et la position du pic de corrélation correspond alors au déplacement moyen des particules. Dans le cas réel, les gradients de déplacements, les pertes de particules (effet 3D) vont induire une déformation du pic de corrélation et donc modifier le résultat de la mesure. La résolution spatiale dépend principalement de quatre facteurs :

- concentration en particules dans la fenêtre d'analyse
- gradients de déplacements dans le plan de mesure
- effets 3D (disparition et apparition de particules)
- algorithme de traitement utilisé

Pour la détermination de la résolution spatiale, une autre approche consiste à augmenter le recouvrement des fenêtres d'analyse jusqu'à obtenir des mesures très proches. On considère alors l'écart entre deux fenêtres successives comme la résolution spatiale de la mesure. Pour les configurations analysées, la résolution spatiale des mesures a été estimée à 16 pixels. Pour obtenir la résolution spatiale en unité du système international (USI), il faut utiliser les coefficients de grandissements (Table B.2). Pour le champ longitudinal médian (2) avec la maquette équipé du montage M1u, la résolution spatiale est par exemple de l'ordre de 3 mm dans les deux directions.



- ① : Calcul du champ de vitesse instantané avec l'algorithme retenu sur un maillage régulier
 ② : Calcul du champ de vitesse instantané par super-résolution = 1 vecteur par particule détectée [SUS-06]
 ③ : Génération d'un couple d'images de synthèse à partir des images initiales et du champ de déplacement ②
 ④ : Calcul du champ de vitesse instantané avec l'algorithme retenu sur un maillage régulier
 ⑤ : Interpolation du champ de déplacement sur le maillage régulier (paramètre = nombre de particules)
 ⑥ : Calcul des écarts entre les vecteurs – valeur moyenne de l'écart et valeur RMS.

Figure B.9 : Synoptique des étapes utilisées pour estimer la précision des mesures

Tout comme la résolution spatiale, la précision des mesures PIV est délicate à déterminer car de nombreux paramètres influencent la qualité des résultats (gradients de vitesses dans l'écoulement, effets tridimensionnels, inhomogénéités de concentration en particules, inhomogénéités d'éclairage, algorithme

d'interpolation sub-pixel, ...). De plus, il existe des couplages non linéaires entre certains de ces paramètres et leurs effets font encore l'objet d'études détaillées.

Pour déterminer la précision des algorithmes de calculs, nous utilisons des outils adaptés permettant de reconstruire des images de synthèses dont les caractéristiques sont proches des images réelles et avec des déplacements imposés connus [SUS-02]. La procédure comprend plusieurs étapes successives présentées de manière synthétique sur la Figure B.9.

Pour l'étape ⑤ le nombre de particules nécessaire à l'interpolation est fixé (Figure B.9). La distance moyenne des particules au point traité (nœud du maillage) fournit un rayon moyen d'interpolation. Le nombre de particules retenu pour l'interpolation est celui pour lequel le rayon moyen est du même ordre de grandeur que la résolution spatiale de la mesure. Le tableau ci-dessous présente les résultats obtenus pour 10000 vecteurs dans le maillage régulier.

Nombre de particules	Rayon moyen	Écart moyen (pixel)	RMS de l'écart (pixel)
2	2,7	0,13	0,38
4	6,2	0,14	0,39
6	13,6	0,16	0,39
8	20,3	0,17	0,40
10	30,9	0,18	0,41

Table B.1 : Calcul de la précision des mesures PIV

Compte tenu de la résolution spatiale des mesures déterminées précédemment, soit 16 pixels, 8 particules sont retenues pour la phase d'interpolation des déplacements théoriques obtenus sur le maillage de super-résolution vers le maillage régulier. Dans ces conditions l'erreur RMS maximum ainsi déterminée est de 0.4 pixels. L'incertitude en unité SI est calculée à partir des paramètres de grandissement (Table B.2) et de l'intervalle de temps Δt . Pour le champ longitudinal médian (2) avec la maquette équipé du montage M1u, la précision des mesures est par exemple de l'ordre de $1.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans les deux directions.

A partir des déplacements instantanés des particules en pixel, le post-traitement consiste à supprimer les vecteurs erronés et à convertir les mesures en unité du système international.

B.3.3. Le post-traitement des résultats

Chaque champ instantané de vitesse est analysé par un algorithme de post-traitement pour éliminer les vecteurs erronés provenant des différents effets décrits précédemment. Deux filtres sont typiquement utilisés, un premier filtre global puis un second local.

Le filtre global consiste à définir pour chaque configuration des seuils minimum et maximum sur chacune des composantes du déplacement. Pour définir ce filtre, un premier champ moyen de vitesses est calculé sans filtrage. Les valeurs moyennes sont ensuite utilisées comme filtre global. Le champ moyen ainsi obtenu est souvent trop filtré. Une nouvelle itération est alors réalisée en utilisant un modèle gaussien de distribution de vitesse basé sur la valeur moyenne et l'écart type sur chacune des composantes du vecteur vitesse.

Tous les filtres locaux sont basés sur un critère de continuité de l'écoulement. Le filtre local consiste à calculer une cartographie des écarts entre le vecteur moyen calculé à partir des voisins les plus proches et le vecteur courant. L'écart est calculé au sens de la distance entre les vecteurs. Tous les vecteurs vitesses dont

l'écart est supérieur à certains pourcentages de ce maximum sont filtrés. La procédure est itérée un certain nombre de fois. Dans cette étude, 10 itérations sont réalisées, un seuil maximum de 75% et un rayon de voisinage 5x5.

Nous avons privilégié des filtres qui ne coupent pas la totalité des vecteurs erronés par ce qu'ils sont souvent accompagnés d'une perte d'information importante. Un dernier filtre est alors appliqué lorsque les résultats sont reportés sous forme de cartographies. Les points de mesure dont la validation est inférieure à 20% et le rapport signal sur bruit inférieure à 1.2 ne sont pas représentés. La validation indique le pourcentage de vecteurs ayant construit localement la moyenne.

B.3.4. Calculs des vitesses en unités S.I.

La formule de passage des coordonnées image (pixel) aux coordonnées réelles (mm) est la suivante :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{\text{réel}} = \begin{pmatrix} a_x & b_x \\ a_y & b_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}_{\text{pixel}} + \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

où a_x , b_x , c_x , a_y , b_y , c_y sont les coefficients de grandissement exprimés en mm/pixel.

La formule (B.4) prend en compte des différences de grandissement suivant X et Y (pixel rectangulaire ou faible parallaxe) ainsi que la rotation du repère physique par rapport au repère image. Les coefficients de grandissement sont calculés à partir d'une mire (images de références) et de plusieurs couples de points (3 au minimum) (couple = Position Pixel/Position Réelle). Pour diminuer les erreurs de calcul, 9 couples de points distincts sont utilisés pour calculer 3 séries de coefficients de grandissement qui sont ensuite moyennés.

Montage	Champ	Ax (mm/pixels)	Bx (mm/pixels)	Cx (mm/pixels)	Ay (mm/pixels)	By (mm/pixels)	Cy (mm/pixels)
M0u	2	0,00247	-0,17981	205,43795	-0,18119	0,00003	326,12151
M1u	1	0,0007	-0,02668	-104,3227	-0,02616	-0,00061	234,63418
	2	0,00129	-0,18934	209,40593	-0,19046	-0,00225	362,77216
	3	0,00243	-0,17775	202,76424	-0,18033	-0,00231	352,44447
	4	0,11478	-0,00007	-116,06287	-0,00028	-0,11483	412,20373
	7	0,1726	-0,00044	-233,75536	-0,00056	-0,17167	355,72186
	8	0,16859	-0,00185	-227,42336	-0,00107	-0,16862	353,44388
M3u	1	0	-0,02512	-105,75632	-0,02512	-0,0001	225,3175
	1 (fin)	0,01014	0	-7,5	0	-0,01014	16,80405
	2	0,00261	-0,18198	208,20622	-0,18153	0	324,02907
	3	0,00205	-0,17966	205,20556	-0,18034	-0,00226	324,61617
	4	0,12218	-0,00023	-126,017	-0,00042	-0,12227	335,72508
M1d	1	0	-0,02528	-108,9696	-0,02528	0	226,0064
		0	-0,02528	-108,9696	-0,02528	0	225,27328
		0	-0,02528	-108,9696	-0,02528	0	224,16096
		0	-0,02528	-108,9696	-0,02528	0	224,81824
		0	-0,02528	-108,9696	-0,02528	0	222,69472
	2	-0,00195	-0,18178	219,24801	-0,18214	0,00331	320,45351
	3	-0,00191	-0,17767	214,28486	-0,18206	0,01052	311,76069
	4	0,11396	0	-125,35613	-0,00064	0,11287	131,55573
M2d	1	0,00042	-0,02755	-104,47199	-0,02587	0,00026	227,63326
	2	-0,00089	-0,18823	208,42652	-0,18764	0,00269	341,95874
	3	0,00124	-0,18169	208,44257	-0,18036	-0,00148	342,13303

Table B.2 : Récapitulatif des facteurs de grandissement en fonction du montage et du champ PIV

Annexe C – Mise en œuvre de l'anémométrie au fil chaud

L'anémométrie au fil chaud est une méthode quantitative est intrusive de mesure des fluctuations de vitesse d'un écoulement. Cette technique peut aussi être utilisée pour calculer la vitesse moyenne d'un écoulement, mais il ne s'agit pas de sa fonction première.

C.1. Principe de la technique de mesure

Le principe de fonctionnement de cette technique de mesure est la suivante. Un courant électrique traverse un filament métallique de faible dimension (longueur de l'ordre de 1 mm et diamètre d'environ 5 μm) qui est exposé à un écoulement. Les fluctuations de l'écoulement génèrent des fluctuations de température du filament et des variations de la résistance du filament. La variation de la résistance du filament peut être enregistrée par différentes méthodes et permet ainsi de remonter, à la suite d'un étalonnage, aux fluctuations de vitesse de l'écoulement.

Ici la mesure des fluctuations de vitesse est faite en conservant la température du fil chaud constante. Intégré dans un pont de Wheatstone permettant de connaître à chaque instant la résistance du filament, la mesure de la vitesse est déduite de la mesure de la tension nécessaire à la conservation de l'équilibre du pont et donc de l'échauffement du filament.

Les mesures sont réalisées à l'aide d'une chaîne d'acquisition TSI. La sonde d'acquisition est un fil chaud à une composante (TSI-1201, Figure C.1). Seule la mesure de la valeur absolue de la vitesse transversale au fil chaud est disponible. La calibration de la chaîne d'acquisition est faite avec une soufflerie d'étalonnage manuelle (TSI-1127). La courbe d'étalonnage est définie à partir de l'interpolation de 17 points de mesure sur la plage de fonctionnement par un polynôme d'ordre 4.

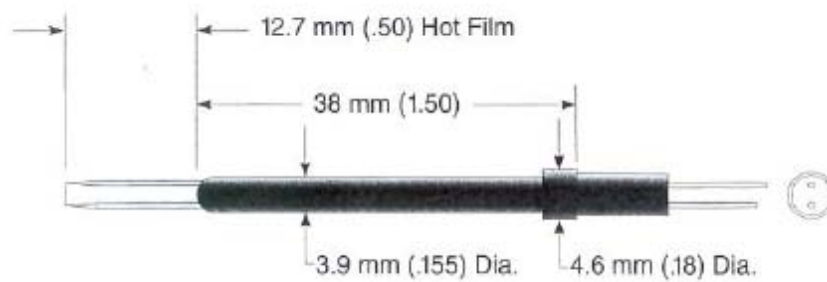


Figure C.1 : Dimensions du fil chaud utilisé dans la présente étude (TSI-Model 1201)

Dans cette étude, l'anémométrie au fil chaud est d'une part utilisée pour mesurer la vitesse maximale de soufflage de l'actionneur de jet synthétique et d'autre part pour caractériser l'activité spectrale de l'écoulement de sillage.

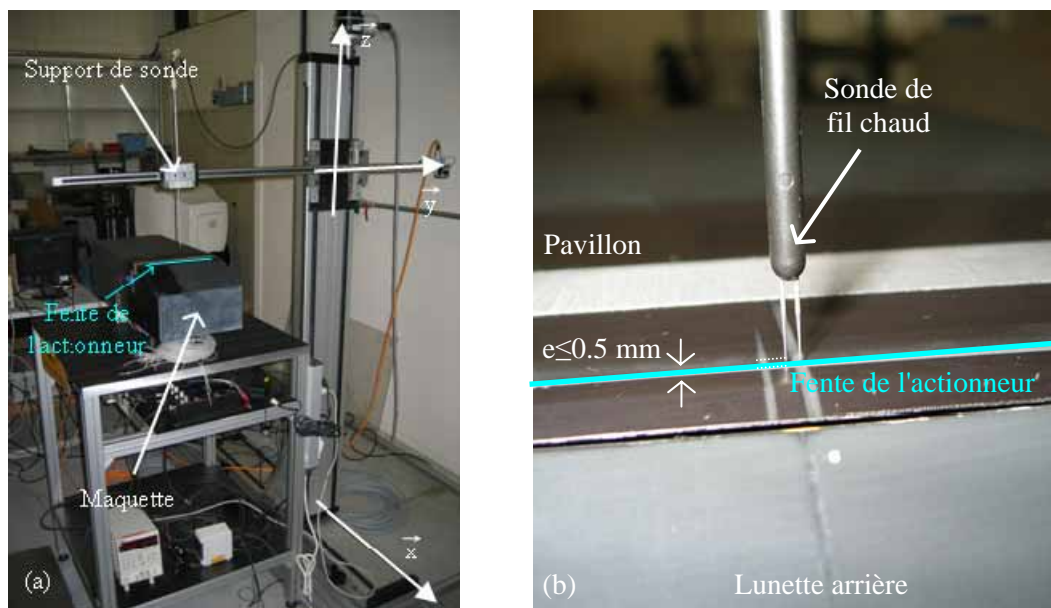


Figure C.2 : Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur

C.2. Mesure de la vitesse maximale de soufflage de l'actionneur de jet synthétique

Pour cette application le film chaud est étalonné entre 0 et $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Il est monté sur un bâti motorisé à trois degrés de liberté (Figure C.2). Le système motorisé suivant \bar{z}_j permet de positionner le film chaud au plus près de la surface de sortie de la fente avec une précision de 0.1 mm. Cependant, pour limiter l'intrusion du film chaud dans l'écoulement, particulièrement pendant la phase d'aspiration, la sonde est positionnée à environ 0.5 mm de la fente.

La vitesse maximale de soufflage du jet synthétique est évaluée à partir de 1.28×10^5 échantillons de mesure relevés à la fréquence d'acquisition $f_e = 20 \text{ kHz}$. La durée d'acquisition de la mesure est alors égale à $T_a = 6.4 \text{ s}$. Parallèlement à l'acquisition de la vitesse en sortie de fente, le signal d'alimentation des membranes $A(t)$ est enregistré. Ce signal connu permet de définir précisément les temps de début et de fin des cycles et ainsi de décomposer le signal de vitesse en périodes synchronisées sur le cycle des membranes.

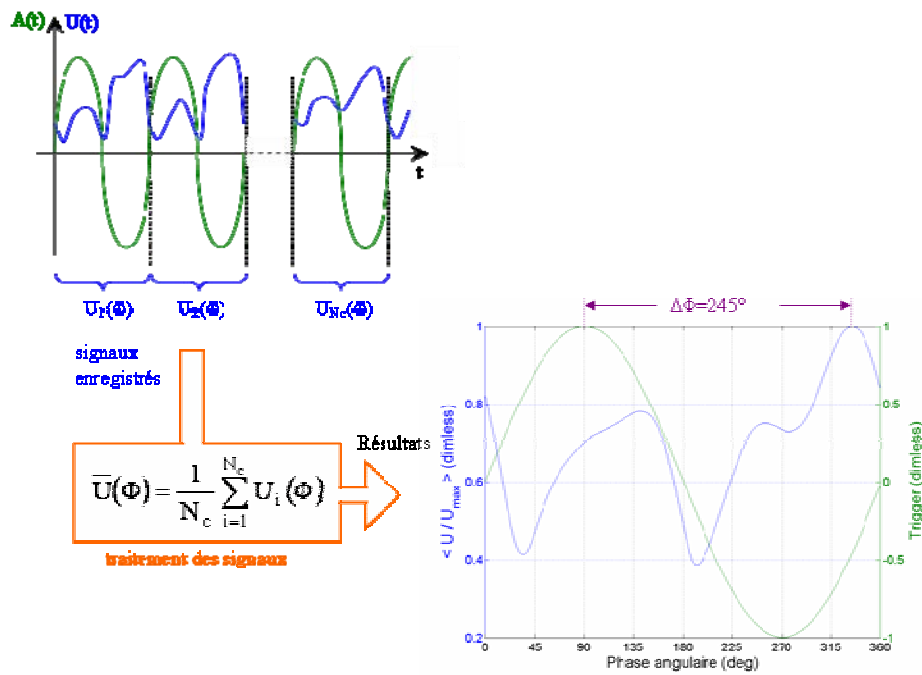


Figure C.3 : Principe de post-traitement des résultats issus du fil chaud et synchronisés en phase avec l'actionneur
(résultats moyens obtenus au centre de la fente pour $d=0.5$ mm, $A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz)

La vitesse maximale U_{max} de soufflage du jet synthétique est définie comme la vitesse maximale de la moyenne des N_c cycles enregistrés (Figure C.3). L'influence du signal d'alimentation des membranes (tension A_0 et fréquence f_j) et de la largeur de la fente d sur cette vitesse est présentée dans le corps du texte (§ IV.2.2). Pour l'étude expérimentale, les nombres adimensionnés sont définis à partir de la vitesse de soufflage \bar{U}_j moyenne sur la largeur de la fente. La vitesse \bar{U}_j est déduite de la vitesse de soufflage maximale U_{max} au centre de la fente et du nombre de Stokes S_j du jet synthétique à l'aide de la relation (II.49). En supposant que son évolution temporelle est sinusoïdale de la forme :

$$\bar{U}_j(t) = \bar{U}_j \cdot \sin(2\pi f_j t) . \quad (C.1)$$

La quantité de mouvement moyenne \bar{I}_j (II.26) injectée au travers de la fente est alors égale à :

$$\bar{I}_j = \rho_j d l_j \frac{2}{T} \int_0^{T/2} (\hat{U}_j \sin(2\pi f_j t))^2 dt = \frac{\rho_j d l_f \bar{U}_j^2}{2} . \quad (C.2)$$

Outre l'obtention de vitesses synchronisées en phase, ce post-traitement permet d'observer le déphasage entre le signal en entrée des membranes et le signal de vitesse. Le déphasage $\Delta\Phi$ entre le maximum de tension et le maximum de vitesse sur l'exemple observé est de l'ordre de 245° (Figure C.3). Il est dû à la dynamique de l'actionneur.

Lorsque le jet synthétique est placé en interaction avec l'écoulement aérodynamique, le coefficient de quantité de mouvement C_μ est alors défini par :

$$C_\mu = \frac{I_j}{\frac{1}{2} \rho_\infty H_A l_A U_\infty^2} . \quad (C.3)$$

Les erreurs de mesures associées à cette technique sont à la fois systématique et aléatoire [SMI-85]. Les erreurs de mesure systématiques sont liées aux limitations spatiales (dimension du fil) et temporelles (fréquence d'acquisition) de l'anémométrie. Les sources d'erreurs spatiales sont rarement significatives tandis que les erreurs temporelles limitent l'énergie turbulente totale de l'écoulement mesurée. Les sources d'erreurs aléatoires sont entre autre liée à la sensibilité à la calibration ($\pm 7\%$), à la température de l'écoulement ($\pm 1\%$) et au glissement de la sensibilité pendant l'acquisition ($\pm 5\%$). L'incertitude globale dans la mesure des fluctuations de vitesse associée aux erreurs de mesures aléatoires est donc de l'ordre de 10%. Seules ces dernières sont prises en compte par la suite.

C.3. Caractérisation fréquentielle de l'écoulement aérodynamique de sillage

C.3.1. Points de mesure

Le fil chaud est pour ces essais étalonné entre 0 et 80 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Il est monté sur un mât profilé et motorisé suivant les trois axes afin d'être positionné dans le sillage de la maquette parallèlement à l'écoulement. Les mesures sont réalisées dans le plan médian de la maquette en quatre points du sillage : P_u , P_d , P_{W1} et P_{W2} (Figure C.4, Table IV.2).

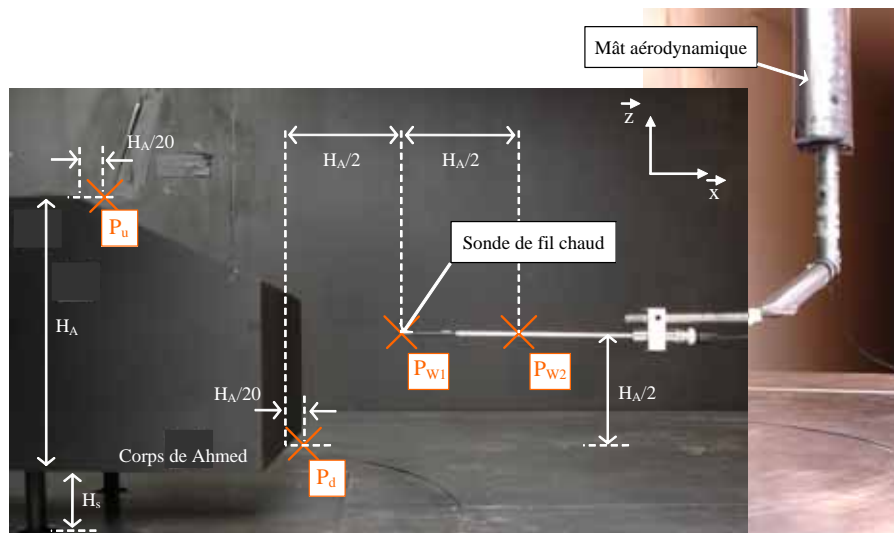


Figure C.4 : Représentation des points de mesure au fil chaud dans le plan médian de la maquette et du mât aérodynamique utilisé comme support de sonde

Le signal temporel est composé de 2.56×10^5 points de mesures acquis à la fréquence $f_e = 20$ kHz. Le calcul des densités spectrales de puissance est réalisé suivant la relation (III.22) avec $N_b = 50$ blocs et un recouvrement de $R_b = 85\%$. La résolution fréquentielle est alors égale à $\Delta f = 6.4$ Hz. L'énergie turbulente E_k (IV.4) et l'intensité turbulente I_k (IV.5) sont calculées par intégration des DSP entre $[12.8, 5 \times 10^3]$ Hz.

Sonde	Position en x (m)	Position en z (m)
P_u	-0.150	0.202
P_d	0.010	0.000
P_{W1}	0.101	0.101
P_{W2}	0.202	0.101

Table C.1 : Positions des mesures au fil chaud dans le sillage de la maquette

C.3.2. Intrusion de la sonde dans l'écoulement

L'intrusion du fil chaud dans la veine engendre des modifications de l'écoulement. Pour palier à ces incertitudes, la traînée de référence C_{x0} sans contrôle est systématiquement mesurée et répétée au début de chaque nouvelle série de mesures. La Figure C.5.a illustre l'évolution de la traînée aérodynamique en fonction de la vitesse du vent lorsque le fil chaud est positionné à deux endroits dans le sillage de la maquette (P_u et P_d , Figure C.4).

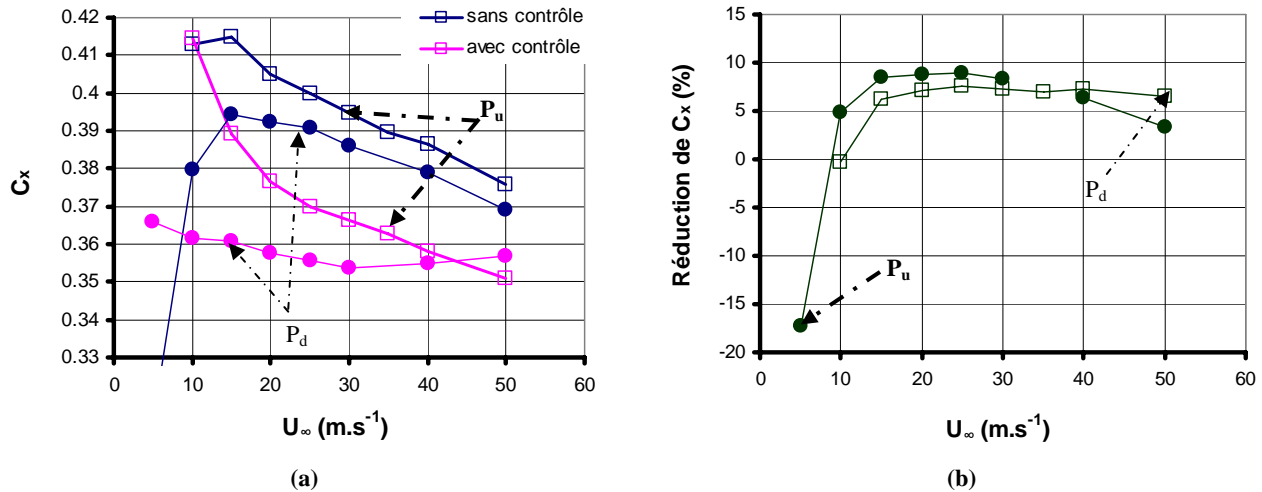


Figure C.5 : (a) Traînée aérodynamique sans et avec contrôle ("amont", $d=0.5$ mm, $A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz) et (b) Réduction de traînée aérodynamique associée pour deux positions de la sonde de fil chaud (P_u et P_d)

Les résultats montrent que lorsque la sonde de fil chaud est positionnée en P_u , les valeurs de C_x sont systématiquement supérieures à celles obtenues lorsque la sonde est positionnée en P_d (Figure C.5.a). La présence de la sonde perturbe donc l'écoulement aérodynamique et les efforts associés. Toutefois, une assez bonne corrélation des résultats est observée en terme de réduction de traînée ΔC_x pour les deux positions de sonde (Figure C.5.b). L'écart maximum de réduction de traînée observé est de l'ordre de 4.5% à 10 m.s⁻¹, mais reste inférieur à 1.5% pour les vitesses qui nous intéressent particulièrement ici, à savoir 25 et 40 m.s⁻¹. La mesure de la traînée de référence sans contrôle au début de chaque série permet ainsi d'évaluer l'influence du contrôle en termes de réduction de C_x indépendamment de la position de la sonde de fil chaud dans la veine.

Annexe D - Complément sur l'actionneur de jet synthétique seul

D.1. Le principe du "Lumped Element Modeling" (LEM)

L'analyse et le design des systèmes à l'intersection de plusieurs domaines de la physique sont réalisés communément à l'aide de modèle réduit construit par analogie électromécanique, [FIS-55], [MER-81] et [ROS-88]. Le modèle réduit ou LEM permet de disposer d'un modèle analytique compact reproduisant fidèlement la réponse fréquentielle des systèmes en fonction des dimensions et des propriétés des matériaux qui les composent dans la perspective de développer un actionneur.

Un modèle réduit de jet synthétique piézo-électrique a été développé et validé expérimentalement par Gallas *et al.* [GAL-03]. L'actionneur de jet synthétique est un dispositif à la fois électrique, fluide et acoustique dont la réponse en fréquence dépend des propriétés, dimensions et matériaux, des éléments qui le composent. Dans le LEM, chaque composant de l'actionneur (cavité, membrane ou autre) est modélisé par une association d'éléments idéaux de circuit électrique qui dissipent (résistance) ou stockent (capacité ou inductance) de l'énergie commune à tous les domaines. Elle peut être définie de façon universelle comme le produit d'un écoulement et d'une force (Table D.1).

<i>Domaine énergétique</i>	<i>Effort</i>	<i>Écoulement</i>
Electrique	Tension U	Courant I
Mécanique	Force F	Vitesse \dot{x} , v
Mécanique des fluides / Acoustique	Pression P	Débit Volumique Q

Table D.1 : Décomposition de l'énergie équivalente en fonction du domaine énergétique considéré

Par exemple, pour le domaine électrique, l'énergie est définie comme le produit du courant I et de la tension U, pour le domaine fluide ou acoustique, l'énergie est définie comme le produit du débit volumique Q et de la pression P (Table D.1).

L'association des éléments électriques équivalents s'effectue alors en fonction de la grandeur physique partagée. Lorsqu'un effort (respectivement un écoulement) est partagé, les éléments sont montés en parallèle (respectivement série). Le modèle réduit d'un actionneur de jet synthétique résultant de ces considérations est présenté sur la Figure D.1.

L'hypothèse principale utilisée pour le développement de ce LEM est que l'échelle de longueur caractéristique des phénomènes physiques qui gouvernent l'écoulement de jet synthétique (par exemple la longueur d'onde acoustique λ) est au moins un ordre de grandeur plus élevé que celle de l'actionneur (par exemple la largeur de l'orifice d) :

$$d \ll \lambda . \quad (D.1)$$

Cette hypothèse permet de découpler les variations temporelles des variations spatiales afin de transformer un système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles ordinaires.

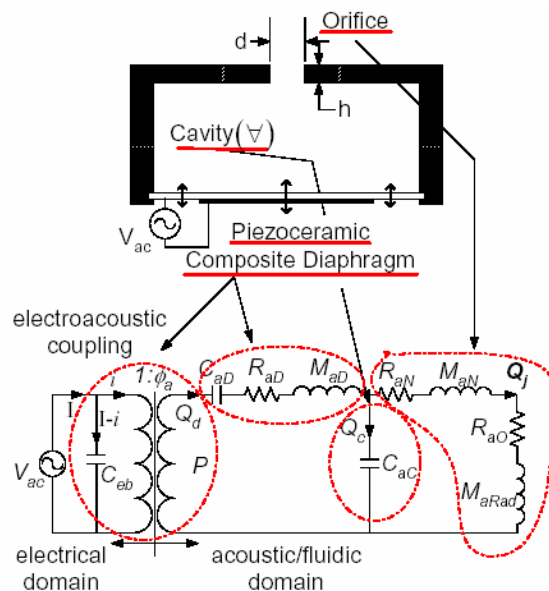


Figure D.1 : Circuit électrique équivalent d'un actionneur de jet synthétique piézo-électrique [GAL-05]

La structure du circuit équivalent est expliquée comme suit (Figure D.1) : Une tension V_{ac} est appliquée aux bornes de la membrane piézo-électrique pour la mettre en oscillation et générer une pression acoustique dans la cavité. Cette conversion de l'énergie du domaine électrique au domaine acoustique s'effectue avec des pertes prises en compte à l'aide d'un transformateur de rapport Φ_a . Le déplacement de la membrane (débit Q_d) peut alors soit compresser le fluide dans la cavité (débit Q_c), soit éjecter/ingérer du fluide à travers l'orifice (débit Q_j) de telle sorte que :

$$Q_d = Q_j + Q_c , \quad (D.2)$$

Le circuit équivalent (Figure D.1) est utilisé pour résoudre la réponse dynamique du système à l'aide d'une réduction électrique traditionnelle. Etant donné que le but de ce modèle est de dimensionner un actionneur de telle sorte que le débit en sortie d'orifice Q_j soit maximum en fonction de la tension en entrée V_{ac} , la fonction de transfert associée dans le domaine de Laplace ($s=j\omega$) se présente comme suit :

$$\frac{Q_j(s)}{V_{ac}(s)} = \frac{d_a s}{a_4 s^4 + a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + 1} , \quad (D.3)$$

où d_a est une constante qui dépend du matériau piézo-électrique et $(a_i)_{i \in [1,4]}$ des constantes définies à partir des impédances du circuit électrique. Ces impédances sont elles-mêmes fonction des dimensions de l'actionneur et des propriétés du fluide.

La fonction de transfert définie par (D.3) est appliquée par Gallas *et al.* [GAL-03] à deux actionneurs de géométries différentes et les résultats sont en accord avec les mesures expérimentales de vitesses de soufflage au centre de l'orifice (Figure D.2).

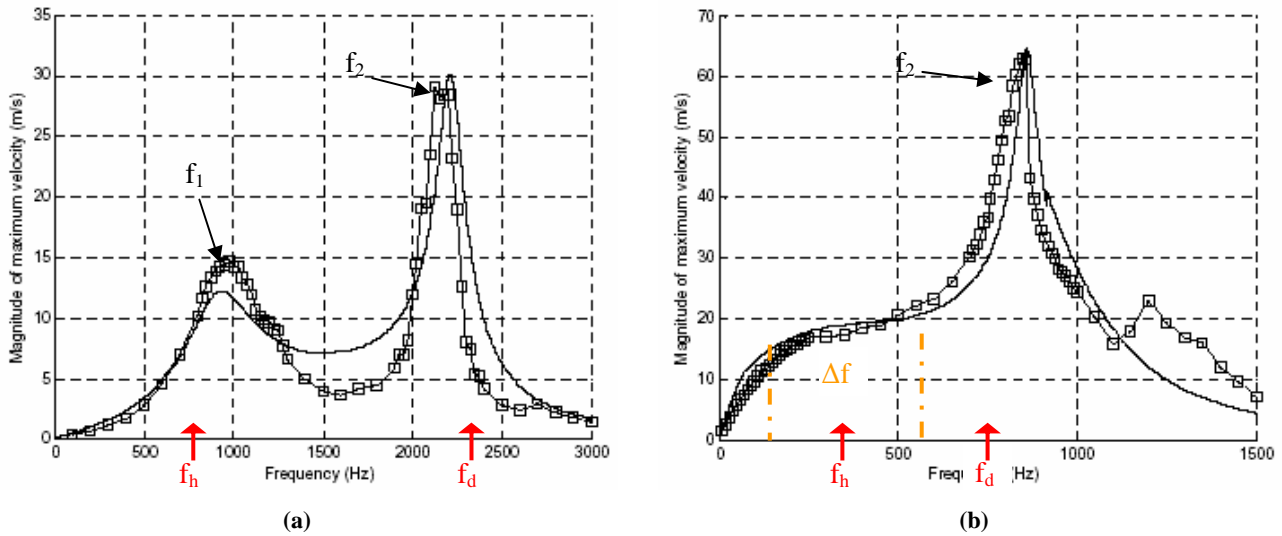


Figure D.2 : Comparaison entre le modèle réduit (-) et l'expérience (□) de la réponse en fréquence de deux actionneurs de jet synthétique [GAL-03]

Le 4^{ème} ordre de la réponse en fréquence du système (D.3) est révélé sur la Figure D.2.a par l'émergence de vitesses élevées pour deux fréquences distinctes. Les deux pics de vitesse obtenus pour les fréquences f_1 et f_2 sont associés aux fréquences naturelles de résonance du diaphragme f_d et de la cavité ou d'Helmholtz f_h . Sur la Figure D.2.b, le premier pic f_1 est amorti et seul le second f_2 apparaît.

La fréquence de résonance d'Helmholtz est approximée par :

$$f_h = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_{a0} C_{ac}}} , \quad (D.4)$$

où M_{a0} est la masse acoustique de l'orifice et C_{ac} l'impédance acoustique de la cavité. De manière similaire, la fréquence naturelle de résonance de la membrane piézo-électrique est égale à :

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_{ad} C_{ad}}} , \quad (D.5)$$

où M_{ad} est la masse acoustique et C_{ad} l'impédance acoustique de la membrane.

En général, les quatre fréquences sont différentes ($f_1 \neq f_d \neq f_h \neq f_2$) et les fréquences des pics sont proches des fréquences de la membrane et de la cavité seulement dans le cas limite où f_1 et f_2 sont largement séparées l'une de l'autre. Dans tous les cas, les fréquences sont contraintes par la relation :

$$f_1 f_2 = f_d f_h. \quad (D.6)$$

Ces deux exemples révèlent les possibilités d'exploitation des effets de compressibilité dans la cavité pour dimensionner un actionneur capable de fournir :

- des vitesses intéressantes pour deux valeurs de fréquence d'ordre différents, f_1 et f_2 (Figure D.2.a).
- des vitesses significatives sur toute une gamme de fréquence Δf avec l'obtention de vitesses élevées pour une fréquence donnée f_2 (Figure D.2.b).

Le LEM permet donc de disposer d'un outil de dimensionnement de l'actionneur de jet synthétique. Les dimensions de chaque élément peuvent ainsi être optimisées pour répondre aux préconisations aérodynamiques issues des simulations numériques. L'actionneur développé pour cette étude est présenté dans la section suivante.

D.2. Complément sur les performances aérodynamiques de l'actionneur

D.2.1. Réponse fréquentielle de l'actionneur dans les hautes fréquences

Dans le corps du texte, la réponse fréquentielle de l'actionneur de jet synthétique est présentée pour des fréquences d'excitation des membranes comprises entre 100 et 700 Hz (§ IV.2.2.1). Cette caractérisation a permis de mettre en évidence l'existence d'une fréquence de résonance f_d associée aux membranes. Le LEM indique qu'une seconde fréquence de résonance f_h permet d'obtenir des performances de vitesse de soufflage en sortie de fente intéressantes. Cette seconde fréquence de résonance est associée au résonateur d'Helmholtz constitué par l'actionneur et est présente pour des fréquences d'excitation supérieure à 1 kHz. La réponse fréquentielle de l'actionneur sur cette gamme est présentée dans cette section.

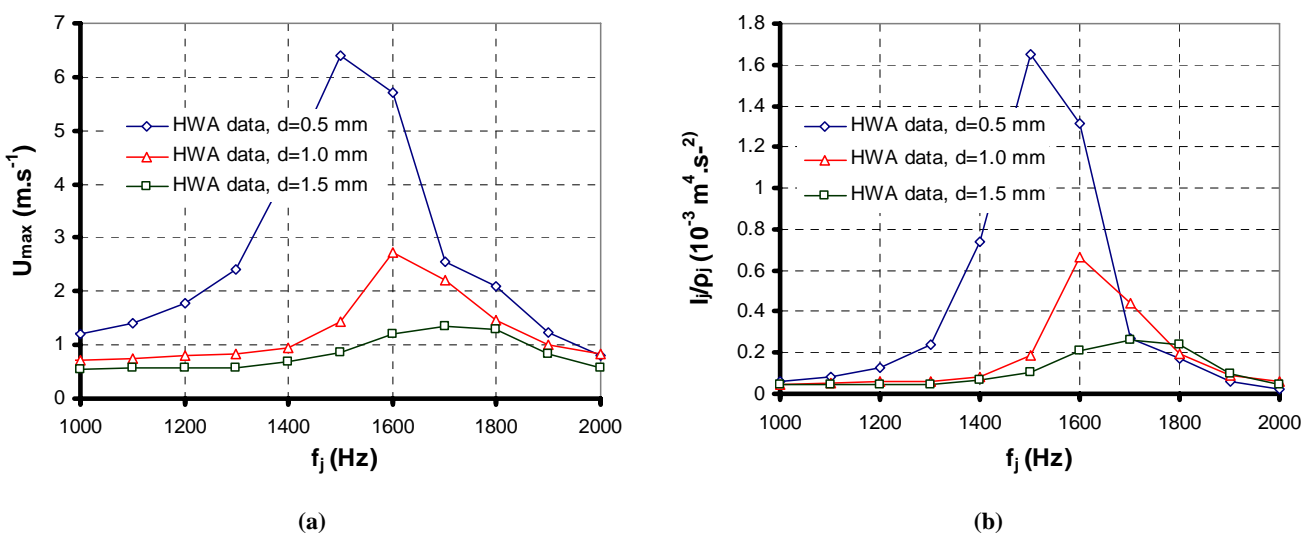


Figure D.3 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{max} mesurées expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j et de la largeur de la fente d ($d=0.5, 1.0$ et 1.5 mm, $A_0=17.5$ V)

Les résultats reportés sur la Figure D.3.a mettent en évidence l'émergence de pic de vitesse à des fréquences qui croient avec l'augmentation de la largeur d de la fente de l'actionneur de jet synthétique. Pour

$d=0.5$ mm, la fréquence $f_2=1.4$ kHz prédite par le LEM sous estime légèrement, comme dans les moyennes fréquences, la fréquence réelle d'obtention du second pic, de l'ordre de 1.5 kHz. Pour $d=1.0$ mm, la fréquence de résonance est égale à $f_2=1.6$ kHz et pour $d=1.5$ mm, $f_j=1.7$ kHz. L'augmentation de la largeur de la fente représente, pour l'analogie électromécanique, une diminution de la masse acoustique de l'orifice M_{a0} , qui selon la relation (D.4) se traduit par une augmentation de la fréquence de résonance f_h de la cavité et de la fréquence f_2 du pic de vitesse.

Par ailleurs, les mesures montrent que l'amplitude des vitesses à la fréquence de résonance chute avec l'augmentation de la largeur de la fente. La vitesse de l'ordre de 6.2 m.s^{-1} pour $d=0.5$ mm n'est plus que de l'ordre de 1.3 m.s^{-1} pour $d=1.5$ mm (Figure D.3.a).

En terme de quantité de mouvement I_j injectée par le jet synthétique (Figure D.3.b), la hiérarchisation en fonction de d reste la même que pour les vitesses de soufflage. Lorsque la largeur de la fente croit de 0.5 mm à 1.5 mm, la quantité de mouvement est dans le même temps divisée par 8. Pour les hautes fréquences, les nombres de Stokes sont supérieurs à 12.5 et leur influence sur le calcul de la vitesse moyenne est réduite.

D.2.2. Réponse dynamique de l'actionneur à la tension A_0 pour la fente de largeur $d=1.0$ mm

Les résultats reportés dans cette section sont obtenus avec la fente de largeur $d=1.0$ mm.

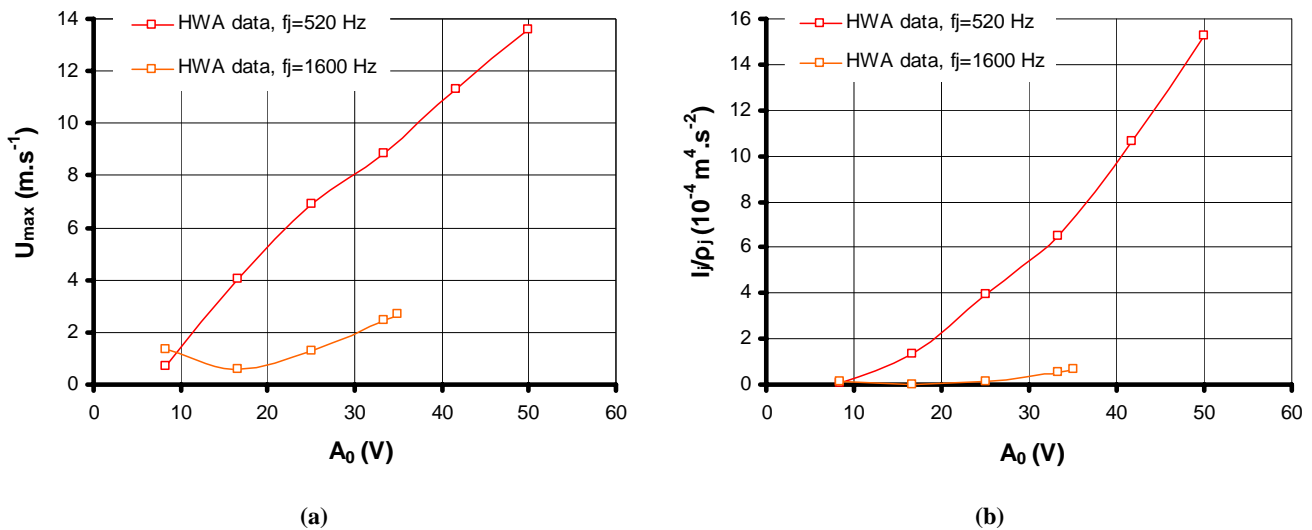


Figure D.4 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{\max} mesurée expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la tension en entrée des membranes A_0 ($d=1.0$ mm, $f_j=520$ Hz et 1600 Hz)

De la même façon que pour $d=0.5$ mm, la vitesse U_{\max} croit linéairement avec l'augmentation de la tension A_0 à la fréquence de résonance des membranes (Figure D.4.a). L'équation de la droite d'interpolation est égale à :

$$U_{\max} = 0.30.A_0 - 1.24 . \quad (\text{D.7})$$

Pour la seconde fréquence $f_j=1600$ Hz, les vitesses de soufflage du jet augmentent linéairement, mais sont plus faibles. Cette diminution des vitesses est liée au fait que la fréquence $f_j=1600$ Hz ne coïncide pas avec la fréquence de résonance de la cavité f_h qui correspond au second pic de vitesse (Figure D.2.a).

La tension A_0 permet ainsi de piloter, à fréquence f_j constante, la vitesse de soufflage de l'actionneur. La gamme de vitesse couverte par l'actionneur à $f_j=520$ Hz et $d=1.0$ mm est comprise entre 0.4 et 14 m.s⁻¹.

A partir de l'évolution de la vitesse maximale au centre de la fente, l'évolution de la quantité de mouvement \bar{I}_j délivrée par le jet synthétique est calculée en fonction de la tension d'alimentation des membranes (Figure D.4.b). Le nombre de Stokes (II.21) est égal à 14.7 et le rapport $\frac{\hat{U}_j}{U_{\max}}$ est alors de 0.91 (Figure II.36).

D.3. Capitalisation des performances aérodynamiques de l'actionneur

En fonction de la tension d'alimentation A_0

Largeur d ($\times 10^{-3}$ m)	Fréquence f_j (Hz)	Amplitude A_0 (V)	Vitesse mesurée U_{max} ($m.s^{-1}$)	Stokes S_j	U_j/U_{max}	Strouhal St	Reynolds Re_j	I/ρ_j ($\times 10^{-3} m^4.s^{-2}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=10 m.s^{-1}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=25 m.s^{-1}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=40 m.s^{-1}$)
0.5	520	8.33	2.28	7.35	0.74	0.72	75.50	0.14	0.52	0.08	0.03
0.5	520	16.67	5.21	7.35	0.74	0.31	172.52	0.74	2.71	0.43	0.17
0.5	520	25.00	7.99	7.35	0.74	0.20	264.57	1.75	6.37	1.02	0.40
0.5	520	33.33	10.50	7.35	0.74	0.16	347.68	3.02	11.00	1.76	0.69
0.5	520	41.67	13.09	7.35	0.74	0.12	433.44	4.69	17.09	2.73	1.07
0.5	520	50.00	15.65	7.35	0.74	0.10	518.21	6.71	24.43	3.91	1.53
0.5	600	8.33	2.07	7.90	0.76	0.91	68.66	0.12	0.45	0.07	0.03
0.5	600	16.67	4.74	7.90	0.76	0.40	156.90	0.65	2.36	0.38	0.15
0.5	600	25.00	7.27	7.90	0.76	0.26	240.63	1.53	5.56	0.89	0.35
0.5	600	33.33	9.55	7.90	0.76	0.20	316.22	2.63	9.60	1.54	0.60
0.5	600	41.67	11.91	7.90	0.76	0.16	394.22	4.09	14.91	2.39	0.93
0.5	600	50.00	14.23	7.90	0.76	0.13	471.31	5.85	21.32	3.41	1.33
0.5	1500	8.33	1.35	12.49	0.9	3.49	44.70	0.07	0.27	0.04	0.02
0.5	1500	16.67	4.91	12.49	0.9	0.96	162.58	0.98	3.56	0.57	0.22
0.5	1500	25.00	7.60	12.49	0.9	0.62	251.66	2.34	8.52	1.36	0.53
0.5	1500	33.33	9.97	12.49	0.9	0.47	330.13	4.03	14.67	2.35	0.92
0.5	1500	35.00	10.44	12.49	0.9	0.45	345.70	4.41	16.08	2.57	1.01
1	400	8.33	0.27	12.90	0.9	9.30	17.89	0.01	0.02	0.00	0.00
1	400	16.67	1.52	12.90	0.9	1.65	100.66	0.19	0.68	0.11	0.04
1	400	25.00	2.59	12.90	0.9	0.97	171.74	0.54	1.98	0.32	0.12
1	400	33.33	3.33	12.90	0.9	0.76	220.45	0.90	3.27	0.52	0.20
1	400	41.67	4.25	12.90	0.9	0.59	281.59	1.46	5.34	0.85	0.33
1	400	50.00	5.10	12.90	0.9	0.49	337.76	2.11	7.68	1.23	0.48
1	520	8.33	0.72	14.71	0.91	4.54	47.68	0.04	0.16	0.03	0.01
1	520	16.67	4.05	14.71	0.91	0.81	268.21	1.36	4.95	0.79	0.31
1	520	25.00	6.91	14.71	0.91	0.47	457.62	3.95	14.41	2.30	0.90
1	520	33.33	8.87	14.71	0.91	0.37	587.42	6.52	23.74	3.80	1.48

1	520	41.67	11.33	14.71	0.91	0.29	750.33	10.63	38.73	6.20	2.42
1	520	50.00	13.59	14.71	0.91	0.24	900.00	15.29	55.72	8.92	3.48
1	600	8.33	0.60	15.80	0.92	6.30	39.61	0.03	0.11	0.02	0.01
1	600	16.67	3.36	15.80	0.92	1.12	222.79	0.96	3.49	0.56	0.22
1	600	25.00	5.74	15.80	0.92	0.66	380.12	2.79	10.16	1.63	0.63
1	600	33.33	7.37	15.80	0.92	0.51	487.95	4.59	16.74	2.68	1.05
1	600	41.67	9.41	15.80	0.92	0.40	623.27	7.50	27.31	4.37	1.71
1	600	50.00	11.29	15.80	0.92	0.33	747.60	10.79	39.30	6.29	2.46
1	1600	8.33	1.33	25.80	0.96	7.56	88.08	0.16	0.59	0.10	0.04
1	1600	16.67	0.58	25.80	0.96	17.33	38.41	0.03	0.11	0.02	0.01
1	1600	25.00	1.30	25.80	0.96	7.73	86.09	0.16	0.57	0.09	0.04
1	1600	33.33	2.45	25.80	0.96	4.10	162.25	0.55	2.02	0.32	0.13
1	1600	35.00	2.70	25.80	0.96	3.72	178.81	0.67	2.45	0.39	0.15

En fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j

Largeur d ($\times 10^{-3}$ m)	Fréquence f_j (Hz)	Amplitude A_0 (V)	Vitesse mesurée U_{max} ($m.s^{-1}$)	Stokes S_j	U_j/U_{max}	Strouhal St	Reynolds Re_j	I_j/ρ_j ($\times 10^{-3}$ $m^4.s^{-2}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=10$ $m.s^{-1}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=25$ $m.s^{-1}$)	$C_\mu \times 10^{-4}$ ($U_\infty=40$ $m.s^{-1}$)
0.5	40	50	0.38	2.04	0.67	0.33	12.58	0.00	0.01	0.00	0.00
0.5	100	50	1.12	3.23	0.67	0.28	37.09	0.03	0.10	0.02	0.01
0.5	200	50	2.83	4.56	0.68	0.22	93.71	0.19	0.67	0.11	0.04
0.5	300	50	4.67	5.59	0.69	0.20	154.64	0.52	1.89	0.30	0.12
0.5	400	50	10.58	6.45	0.71	0.12	350.33	2.82	10.28	1.64	0.64
0.5	520	50	15.47	7.35	0.74	0.11	512.25	6.55	23.87	3.82	1.49
0.5	600	50	13.85	7.90	0.75	0.14	458.61	5.40	19.66	3.14	1.23
0.5	650	50	15.90	8.22	0.76	0.13	526.49	7.30	26.60	4.26	1.66
0.5	700	50	9.78	8.53	0.77	0.22	323.84	2.84	10.33	1.65	0.65
1.0	40	50	0.18	4.08	0.68	1.40	11.92	0.00	0.01	0.00	0.00
1.0	100	50	0.35	6.45	0.71	1.80	23.18	0.01	0.02	0.00	0.00
1.0	200	50	0.65	9.12	0.81	1.93	43.05	0.03	0.10	0.02	0.01

1.0	300	50	1.24	11.17	0.88	1.52	82.12	0.12	0.43	0.07	0.03
1.0	400	50	4.92	12.90	0.92	0.51	325.83	2.05	7.46	1.19	0.47
1.0	450	50	8.15	13.68	0.93	0.35	539.74	5.74	20.93	3.35	1.31
1.0	520	50	13.11	14.71	0.93	0.25	868.21	14.87	54.16	8.67	3.38
1.0	600	50	10.89	15.80	0.93	0.35	721.19	10.26	37.37	5.98	2.34
1.0	650	50	11.32	16.45	0.93	0.36	749.67	11.08	40.38	6.46	2.52
1.0	700	50	6.16	17.07	0.93	0.71	407.95	3.28	11.96	1.91	0.75
1.5	100	25	0.28	9.68	0.83	3.35	27.91	0.01	0.03	0.00	0.00
1.5	150	25	0.66	11.85	0.88	2.15	65.28	0.05	0.18	0.03	0.01
1.5	199	25	0.14	13.65	0.91	12.97	14.36	0.00	0.01	0.00	0.00
1.5	299	25	0.41	16.73	0.93	6.91	40.48	0.02	0.08	0.01	0.00
1.5	400	25	1.56	19.35	0.94	2.41	155.26	0.32	1.17	0.19	0.07
1.5	440	25	1.68	20.30	0.94	2.46	167.38	0.38	1.37	0.22	0.09
1.5	480	25	3.89	21.20	0.94	1.16	385.97	2.00	7.29	1.17	0.46
1.5	499	25	3.50	21.61	0.94	1.34	347.47	1.63	5.93	0.95	0.37
1.5	520	25	4.04	22.06	0.94	1.21	401.75	2.18	7.95	1.27	0.50
1.5	540	25	7.17	22.48	0.94	0.71	712.69	6.88	25.07	4.01	1.57
1.5	559	25	1.96	22.88	0.95	2.69	194.88	0.52	1.88	0.30	0.12
1.5	599	25	1.92	23.68	0.95	2.94	190.99	0.50	1.81	0.29	0.11
1.5	650	25	1.65	24.67	0.95	3.72	163.42	0.36	1.33	0.21	0.08
1.5	1499	25	0.53	37.46	0.97	26.61	52.73	0.04	0.14	0.02	0.01
1.5	1600	25	0.87	38.70	0.97	17.25	86.84	0.11	0.39	0.06	0.02
1.5	100	50	0.93	9.68	0.83	1.02	92.24	0.09	0.32	0.05	0.02
1.5	150	50	0.53	11.85	0.88	2.65	53.02	0.03	0.12	0.02	0.01
1.5	199	50	1.05	13.65	0.91	1.79	103.93	0.13	0.49	0.08	0.03
1.5	299	50	1.25	16.73	0.93	2.26	123.86	0.20	0.73	0.12	0.05
1.5	400	50	4.15	19.35	0.94	0.91	411.85	2.25	8.21	1.31	0.51
1.5	440	50	3.69	20.30	0.94	1.12	366.21	1.80	6.55	1.05	0.41
1.5	480	50	6.00	21.20	0.94	0.75	596.25	4.78	17.40	2.78	1.09
1.5	499	50	7.23	21.61	0.94	0.65	717.89	6.95	25.33	4.05	1.58
1.5	520	50	16.62	22.06	0.94	0.29	1651.04	36.85	134.24	21.48	8.39

1.5	540	50	19.46	22.48	0.94	0.26	1933.27	50.63	184.45	29.51	11.53
1.5	600	50	12.39	22.88	0.95	0.46	1230.45	20.55	74.88	11.98	4.68
1.5	650	50	13.07	23.68	0.95	0.47	1298.22	22.98	83.71	13.39	5.23
1.5	700	50	4.53	24.67	0.95	1.46	449.74	2.76	10.07	1.61	0.63
1.5	1499	50	2.59	37.46	0.97	5.45	257.56	0.94	3.44	0.55	0.22
1.5	1599	50	2.61	38.69	0.97	5.78	259.06	0.96	3.48	0.56	0.22

Table D.2 : Capitalisation des performances aérodynamiques de l'actionneur mesurée au fil chaud

Annexe E – Influence du montage de l'actionneur sur la topologie de l'écoulement sans contrôle

E.1. Précision sur l'évolution des coefficients de pression statique

Cette section propose un complément d'information sur l'influence du montage et de la largeur de la fente sur les coefficients de pression statique relevés dans le plan longitudinale médian.

E.1.1. Sous le bulbe décollé

E.1.1.1. En fonction du montage

Les profils de coefficient de pression statique sont relevés en fonction du montage dans le plan longitudinal médian de Σ_2 pour $Re=1.2 \times 10^6$. Les résultats sont reportés d'une part dans le cas du montage amont pour différentes largeurs de fente : M0u (sans fente), M1u, M2u et M3u (Figure E.1.a) et d'autre part dans le cas du montage aval pour différentes positions de la fente : M0d (sans fente), M1d et M2d (Figure E.1.b).

Pour les quatre largeurs de fente (Figure E.1.a), les deux domaines qui caractérisent l'évolution du profil de C_p sur la lunette arrière sont retrouvés. Les valeurs de C_p mesurées sur le premier domaine, $0.9 \leq z/H_A$, varient en fonction de la largeur de la fente. Pour $d \leq 1.0$ mm, l'augmentation de la largeur de la fente se traduit par une augmentation de la valeur de C_p . Elle est égale à $C_p = -0.75$ pour $d = 0$ mm, $C_p = -0.70$ pour $d = 0.5$ mm et $C_p = -0.67$ pour $d = 1.0$ mm. Pour $d = 1.5$ mm, la tendance s'inverse et une valeur plus faible du plateau est mesurée, $C_p = -0.80$.

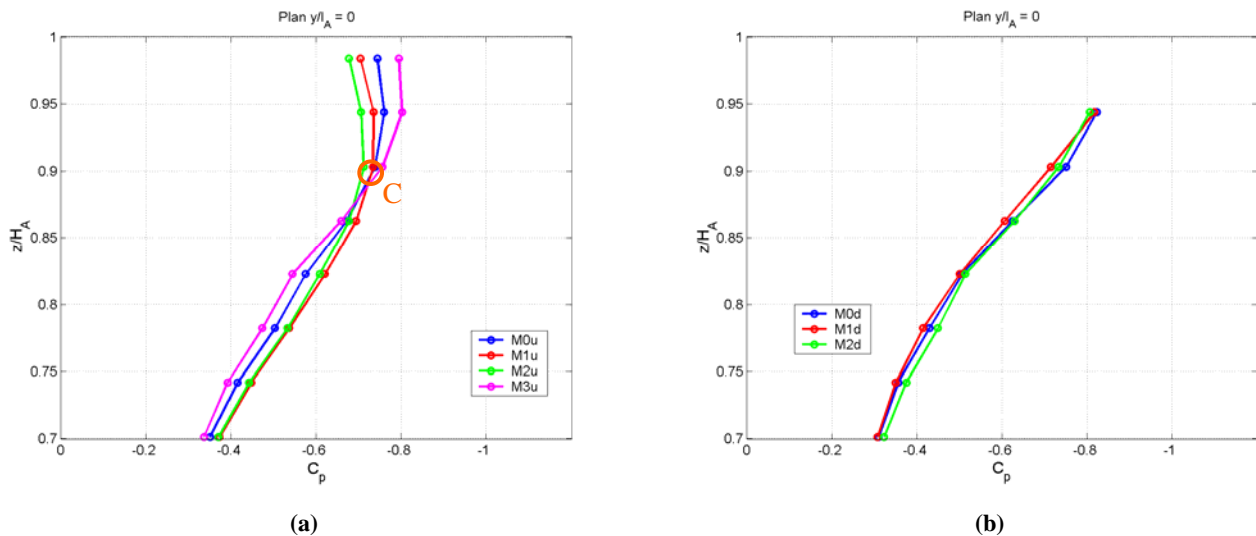


Figure E.1 : Distribution de coefficient de pression statique sur la lunette arrière en fonction de (a) la largeur de la fente pour le montage amont et (b) de la position de la fente pour le montage aval de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$)

Sur le second domaine, $0.70 < z/H_A < 0.90$, une augmentation des valeurs de coefficient de pression statique est mesurée entre le haut et le bas de Σ_2 . Cette augmentation marque une recompression de l'écoulement. Pour une abscisse z/H_A donnée, les valeurs de C_p les plus élevées sont obtenues pour la fente de largeur $d=1.5$ mm et les plus faibles pour la fente de largeur $d=1.0$ mm. L'évolution des C_p en fonction de la largeur de la fente est alors inversée par rapport à celles observées sur le premier domaine. Un écart de C_p maximum de l'ordre de $\Delta C_p=0.10$ est alors obtenu entre ces deux largeurs de fente en $z/H_A=0.78$.

Par ailleurs, les distributions de C_p relevées sur la lunette arrière pour les trois positions de fente du montage aval sont assez proches les unes des autres (Figure E.1.b). Les résultats montrent que l'écoulement subit une recompression continue sur Σ_2 correspondant au second domaine. Les valeurs de C_p évoluent continûment entre $C_p=-0.80$ en $z/H_A=0.90$ et $C_p=-0.30$ en $z/H_A=0.70$. Cependant, la comparaison des profils de C_p relevés avec les deux types de montage (Figure E.1.a et b) montrent que pour une abscisse donnée, les valeurs de C_p sur le bas de Σ_2 sont plus élevées avec le montage aval qu'avec le montage amont. Par exemple, en $z/H_A=0.74$, les valeurs de C_p sont de l'ordre de $C_p=-0.39$ avec les montages M0d et M2d contre $C_p=-0.33$ avec le montage M3u, qui est le cas le plus défavorable. L'augmentation des pressions statiques observée sur le second domaine est en fait initiée par la réduction de la longueur du bulbe décollé dans le cas du montage M1u (§ IV.4.2.1, Figure IV.31.a).

E.1.1.2. Précision sur l'aspect de surface

Une dernière comparaison permet d'approfondir et de préciser les paramètres qui influencent la forme du profil de C_p sur chacun des deux domaines. Dans le cas du montage amont, l'affleurement entre les plaques n'est pas ajusté et un décroché, inférieur à 0.5 mm, est alors présent (Figure IV.4). L'influence de ce léger défaut est évaluée en comparant les profils de C_p obtenus d'une part avec le montage brut et d'autre part avec le montage lissé (Figure E.2).

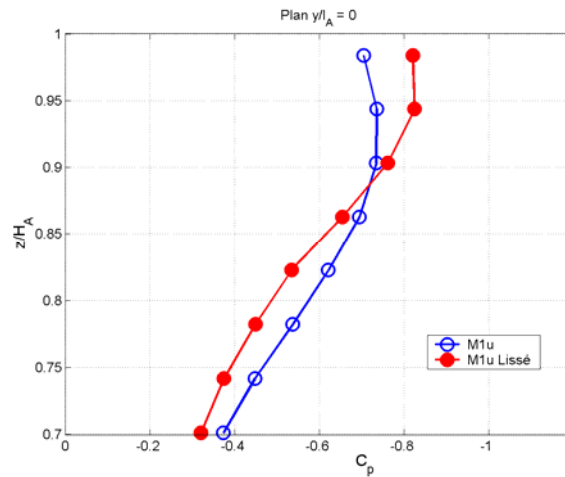


Figure E.2 : Distribution de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian de la lunette avec et sans lissage de la jonction (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$)

Les résultats reportés sur la Figure E.2 montrent que le lissage de la jonction entre les plaques engendre une diminution des valeurs de C_p sur le premier domaine de Σ_2 , de l'ordre de $\Delta C_p=0.11$. La diminution des C_p est du même ordre de grandeur que celle observée entre les fentes de largeur $d=1.0$ (M2u) et 1.5 mm (M3u) (Figure E.1.a). L'augmentation des valeurs de C_p sur le second domaine est alors consistante avec les résultats obtenus dans le cas du montage aval, pour lequel l'aspect de surface au niveau de la rupture de pente est lisse.

E.1.2. Au niveau de la structure tourbillonnaire torique Q

Les profils de C_p sont relevés sur Σ_3 pour les différents montages de l'actionneur dans le plan longitudinal médian de la géométrie. Les résultats sont reportés d'une part dans le cas du montage amont pour différentes largeurs de fente : M0u (sans fente), M1u ($d=0.5$ mm), M2u ($d=1.0$ mm) et M3u ($d=1.5$ mm) (Figure E.3.a) et d'autre part dans le cas du montage aval pour différentes positions de la fente : M0d (sans fente), M1d ($g=2$ mm), et M2d ($g=4$ mm) (Figure E.3.b). Le nombre de Reynolds de l'écoulement est ici égal à $Re=1.2 \times 10^6$.

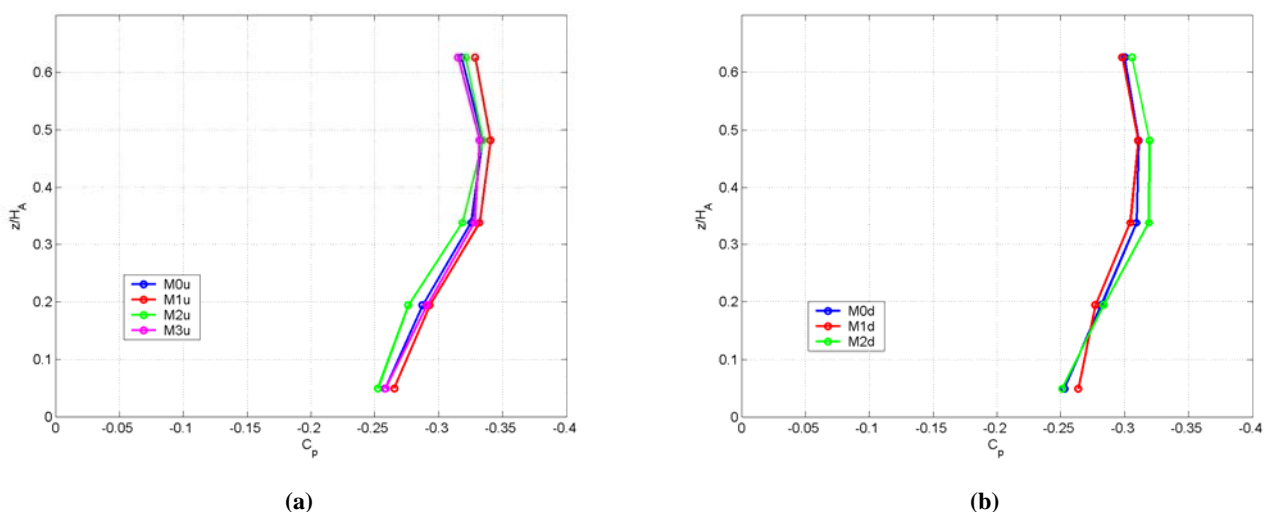


Figure E.3 : Distribution de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian du culot en fonction de (a) la largeur de la fente et (b) la position de la fente ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les distributions de C_p reportées sur la Figure E.3.a montrent que la largeur de la fente influence peu les valeurs de C_p relevées sur toute la hauteur du culot. Un écart maximum de l'ordre de $\Delta C_p=0.02$ est observé entre les profils. Ainsi, l'évolution des pressions statiques observée sur la lunette arrière lorsque la largeur de la fente varie (Figure E.1.a) n'a pas de conséquence sur les distributions de C_p sur le culot.

De la même manière, les distributions de C_p relevées pour différentes positions de la fente (Figure E.3.b) sont comparables sur toute la hauteur du culot. Une légère augmentation des valeurs de C_p , de l'ordre de $\Delta C_p=0.03$, est toutefois mise en évidence sur la moitié supérieure du culot dans le cas des montages M0d et M1d par rapport au montage M2d (Figure E.3.b) et aux montages amont (Figure E.3.a). A la vue des résultats précédents, cette réduction est liée au déplacement de la structure tourbillonnaire Q_1 en aval de Σ_3 . En effet, le déplacement des pertes d'énergie volumique créées par cette structure se traduit à la surface de la maquette par une augmentation des pressions statiques. La relation qui existe entre la position des pertes d'énergie volumique et les valeurs de pression statique relevées à la paroi est également vérifiée à partir des résultats numériques par exemple (§ III.3.2.1).

E.1.3. Sous les structures tourbillonnaires longitudinales T

Les profils de coefficient de pression statique sont relevés en fonction du montage de l'actionneur sur la maquette dans le plan longitudinal $y/l_A=-0.46$ pour un nombre de Reynolds égal à 1.2×10^6 . Les résultats sont reportés d'une part avec le montage amont pour quatre largeurs de fente (Figure E.4.a) et d'autre part avec le montage aval pour trois positions de la fente (Figure E.4.b).

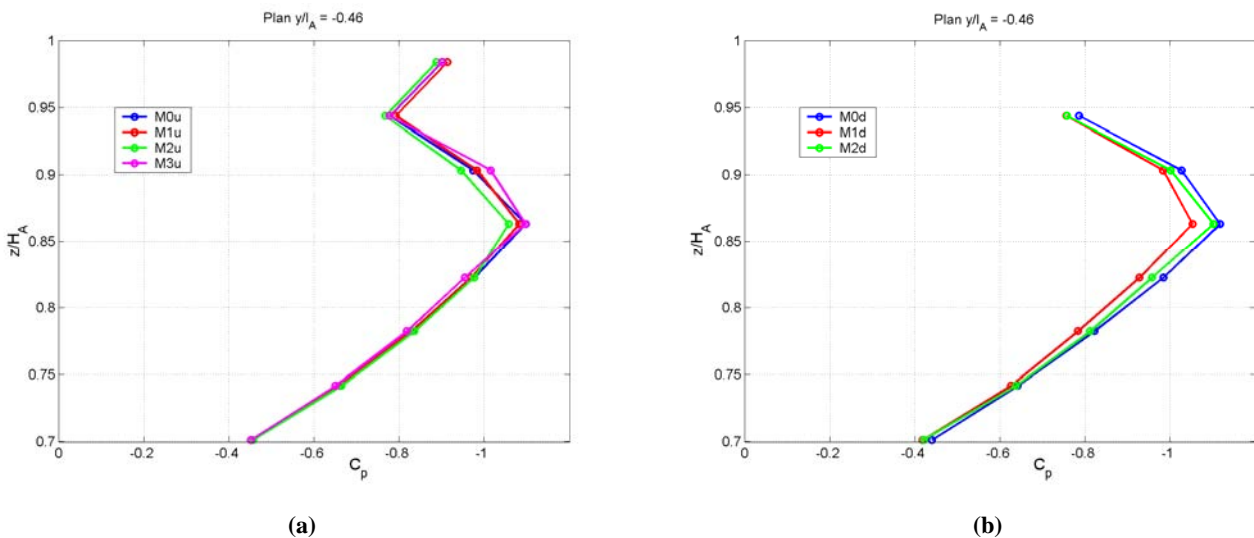


Figure E.4 : Distribution de coefficient de pression statique le long de l'arête latérale de la lunette arrière, ($y/l_A=-0.46$) en fonction de (a) la largeur de la fente pour le montage amont et (b) la position de la fente pour le montage aval ($Re=1.2 \times 10^6$)

Les résultats obtenus avec les quatre largeurs de fente (Figure E.4.a) mettent en évidence un évolution comparable des profils de C_p sur toute la hauteur de la lunette arrière. Un écart de C_p maximum de l'ordre de 0.06 est toutefois relevé en $z/H_A=0.90$. Entre les différentes positions de fente (Figure E.4.b), une bonne similitude des profils de C_p est également obtenue. Le montage M1d se distingue toutefois des deux autres par une valeur de minimum de C_p en $z/H_A=0.86$ plus importante, de l'ordre de 0.06.

Bibliographie

A

- [AAM-07] "Petits arrangements avec le vent", *Action Auto Moto Magazine*, No. 144, pp. 104-107, 2007.
- [AHM-84] Ahmed S.R., Ramm G. & Faltin G., "Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake", *SAE technical paper series*, No. 840300, Detroit, 1984.
- [AIR-06] "Contrôler l'écoulement par plasma", *Air et Cosmos*, No. 2040, pp. 30-31, Juillet 2006.
- [AMI-01] Amitay A, Smith D.R., Kibens V., Parekh D.E. & Glezer A., "Aerodynamic flow control over an unconventional airfoil using synthetic jet actuators", *AIAA Journal*, Vol. 39, No. 3, pp. 361-370, 2001.
- [AMI-97] Amitay M., Honohan A., Trautman M. & Glezer A., "Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators", *AIAA Paper*, No. 97-2004, 1997.
- [ARV-06] Santhanakrishnan A., Jacob J.D. & Suzen Y.B., "Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators", *AIAA Paper*, No. 2006-3033, 3rd AIAA Flow control conference, San Francisco, CA, 5-8 June 2006.
- [ATI-05] Atik H., Kim C-Y., Van Dommelen L.L. & Walker J.D.A., "Boundary-layer separation control on a thin airfoil using local suction", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 535, pp. 415-443, 2005.

B

- [BER-03] Béra J.C., Sunyach M. & Chiekh M.B., "Contrôle par jets synthétiques du sillage d'une plaque plane", *16^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Nice, France, 1-5 Sept. 2003.
- [BER-05] Bergmann M., Cordier L. & Brancher J.P., "Optimal rotary control of the cylinder wake using POD Reduced Order Model", *Physics of Fluids*, Vol. 17, No. 097101, pp. 1-21, 2005.
- [BHA-54] Bhatnagar P.L., Gross E.P. & Krook M., "A model for collision processes in gases. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems", *Physical Review*, Vol. 94, pp. 511-525, 1954.
- [BUC-14] Buckingham, E., "On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations", *Physical Review Series II*, Vol.4, No. 4, pp. 345-376, 1914.

C

- [CHA-00] Chassaing P., "Turbulence en mécanique des fluides", *Cepaduès éditions*, 2000.
- [CHA-01] Charlot B., "Modélisation de fautes et conception en vue du test structurel des microsystèmes", *rapport de doctorat*, Institut national polytechnique de Grenoble, Grenoble, 2001.
- [CHA-70] Chapman S. & Cowming T.G., "The mathematical theory of non-uniform gases", *Cambridge University Press*, 1970.
- [CHE-02] Chen F-J. & Beeler G.B., "Virtual shaping of a two-dimensional NACA 0015 Airfoil using synthetic jet actuator", *AIAA Paper*, No. 2002-3273, 2002.
- [CHE-97] Chen S., Teixeira C. & Mattheus W., "Digital Physics approach to computational fluid dynamics: some basic theoretical features", *Int. J. Modern Phys. C*, Vol. 8(4), pp 675-684, 1997.
- [CHE-98] Chen H., Teixeira C. & Molving K., "Realization of fluid boundary condition via discrete Boltzmann dynamics", *Int. J. Modern Phys. C*, Vol. 9, pp. 1281-1292, 1998.

- [CHO-96] Chometon L. & Gilliéron P., "Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles à l'aide d'un modèle à zéro-dimension", *Journée d'étude SIA "Aérodynamique – Aéroacoustique – Aérothermique automobile et ferroviaire"*, No. 96-09-11, Courbevoie, 5-6 Nov. 1996.
- [COG-03] Cogotti A., "Unsteady aerodynamics at Pininfarina road turbulences simulation and time-dependant technics", *5th Stuttgart International Symposium Automotive and Engine Technology*, Stuttgart, 2003.
- [COU-00] Cousteix J., "Introduction aux effets visqueux et turbulents", *Cahier de couche limite*, SUPAERO, 2000.

D

- [DAN-07] Dandois J., "Contrôle des décollements par jet synthétique", *rapport de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 2007.
- [DUC-06] Ducloux O., "Microsystèmes Magnéto-Mécaniques (MMMS) pour le contrôle d'écoulements aérauliques", *rapport de doctorat*, Universités de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis et de l'Ecole Centrale de Lille, 2006.
- [DID-79] Didden N., "On the formation of vortex rings : rolling-up and production of circulation", *Z. Angew. Math. Phys.*, No. 30, pp.101-106, 1979.

F

- [FAR-06] Fares E., "Unsteady flow simulation of the Ahmed reference body using the lattice Boltzmann approach", *Computers & Fluids*, Vol. 35, pp 940-950, 2006.
- [FIS-55] Fisher F.A., "Fundamentals of Electroacoustics", *Interscience Publishers, Inc.*, Chapter III et XI, New York, 1955.
- [FRU-05] Frutos L.R, Flodrops J.P., Bastien F. & De Labachellerie M., "Réalisation de micro tuyères en technologie MEMS pour le contrôle d'écoulement supersonique", *Contrôle des décollements - Optimisation des performances et nouveaux actionneurs*, Cépaduès, pp. 143-151, 2005

G

- [GAL-03] Gallas Q., Holman R., Nishida T., Caroll B., Sheplak M. & Cattafesta L., "Lumped element modeling of piezoelectric-driven synthetic jet actuators", *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 2, pp. 240-247, 2003.
- [GAL-05] Gallas Q., "On the modeling and design of zero-net mass flux actuators", *Ph.D. Thesis*, University of Florida, 2005.
- [GAR-07] Garnier E., Pernod P., Preobrazhensky V., Merlen A., Ducloux O., Talbi A., Gimeno L. & Viard R., "Contrôle d'un décollement par jets pulsés de technologie MMMS", *Journée GDR 2502 "Contrôle Des Décollements"*, Paris, 23-24 octobre 2007.
- [GIE-01] Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC), "Bilan 2001 des changements climatiques : Les éléments scientifiques", *3^{ème} rapport d'évaluation*, 2001, http://www.grida.no/climate/ipcc_tar/vol4/french/pdf/wg1sum.pdf
- [GIL-99] Gilliéron P., & Chometon F., "Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body", *Third International Workshop on Vortex*, ESAIM Proceedings, Vol. 7, pp. 173-182, 1999.
- [GIL-00] Gilliéron P., "Analyse, modélisation et topologie des écoulements de culot dans l'automobile", *AAAF- 36ème colloque d'aérodynamique appliquée*, Orléans, 20-22 Mars 2000.

- [GIL-01] Gilliéron P., "Analyse de la contribution des plaques séparatrices à la réduction de la traînée aérodynamique", *Note interne RENAULT*, No. 0455/64260/2001, 2001.
- [GIL-02] Gilhome B.R., "Unsteady and time-averaged near-wake flow over the rear of Sedan automobiles", *Ph.D. Thesis*, Monash University, 2002.
- [GIL-02] Gilarranz J.L., Traub L.W. & Rediniotis O.K., "Characterization of a compact, high-power synthetic jet actuator for flow separation control", *AIAA Paper*, No. 2002-0127, 2002.
- [GLE-02] Glezer A. & Amitay M., "Synthetic jets", *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 34, pp. 503-529, 2002.
- [GLE-05] Glezer A., Amitay M. & Honohan A.M., "Aspects of low- and high-frequency actuation for aerodynamic flow control", *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 7, pp. 1501-1511, 2005.
- [GLE-88] Glezer A., "The formation of vortex rings", *Physics of fluids*, Vol. 31, No. 12, pp. 3532-3552, 1988.
- [GRA-01] Graftieaux L., Michard M. & Grosjen N., "Combining PIV, POD and Vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows", *Measure Sciences Technology*, Vol. 12, pp. 1422-1429, 2001.
- [GRE-00] Greenblatt D. & Wygnanski I., "The control of flow separation by periodic excitation", *Progress in aerospace sciences*, Vol. 36, pp. 487-545, 2000.
- [GRE-03] Greenblatt D. & Wygnanski I., "Effect of leading-edge curvature on airfoil separation control", *Journal of Aircraft*, Vol. 40, pp.473-481, 2003.
- [GUT-76] Gutmark E. & Wygnanski I., "The planar turbulent jet", *Journal of fluid Mechanics*, Vol. 31, pp. 465-495, 1976.

H

- [HEN-05] Henning L. & King R., "Drag reduction by closed-loop control of a separated flow over a bluff body with blunt trailing edge", *44th IEEE Conference on Decision and Control and European Control Conference ECC 2005*, Spain, 2005.
- [HEN-06] Henning L., Pastoor M., King R., Noack B.R. & Tadmor G., "Feedback control applied to bluff body wake", *Conference on Active Flow Control*, Berlin, Germany, Sept. 27-29, 2006.
- [HIN-03] Hinterberger C., Garcia-Villalba & Rodi W., "Large Eddy Simulation of flow around the Ahmed body", 2003.
- [HOL-03] Holman R., Gallas Q., Carroll B. & Cattafesta L., "Interaction of adjacent synthetic jets in an airfoil separation control application", *AIAA Paper*, No. 2003-3709, 2003.
- [HOL-05] Holman R., Utturkar Y., Mittal R., Smith B.L. & Cattafesta L., "Formation criterion for synthetic jets", *AIAA Journal*, Vol.43, No. 10, pp. 2110-2116, Oct. 2005.
- [HON-00] Honohan, A.M., Amitay M. & Glezer A., "Aerodynamic control using synthetic jets", *AIAA Paper*, No. 2000-2401, 2001.
- [HUC-98] Huchot W.H., "Aerodynamics of road vehicles (4th ed.)", *Society of Automotive Engineers*, Inc. ISBN 0-7680-0029-7, 1998.
- [HUE-85] Huerre P. & Monkewitz P., "Absolute and convective instabilities in free shear layers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 159, pp. 151-168, 1985.

I

- [ING-53] Ingard U., "On the theory and design of acoustic resonators", *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 25, n°6, pp.1037-1061, Nov. 1953.
- [IVA-05] Ivanic T. & Gilliéron P., "Reduction of the aerodynamic drag due to cooling systems : an analytical and experimental approach", *SAE 2005-01-1017*, Detroit, Michigan, April 2005.

K

- [KEA-95] Keane R.D., Adrian R.J. & Zhang Y., "Super-resolution particle imaging velocimetry", *Measure Sciences Technology*, Vol. 23, pp. 754-768, 1995.
- [KIM-03] Kim T-Y, Lee B-S, Lee D-H, Hwang J-H & Lee D-H, "A study on vortex shedding around a bluff body near the ground", *SAE Technical Paper*, Series No. 2003-01-0652, Mars 2003.
- [KOT-07] Kotapati R.B., Mittal R., Marxen O., Ham F. & You D., "Numerical simulations of synthetic jet based separation control in a canonical separated flow", *AIAA Paper*, No. 2007-1308, 2007.
- [KRA-05a] Krajnovic S. & Davidson L., "Flow around a simplified car, part 1 : Large Eddy Simulation", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 127, pp. 907-918, 2005.
- [KRA-05b] Krajnovic S. & Davidson L., "Flow around a simplified car, part 2 : Understanding the flow", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 127, pp. 919-929, 2005.

L

- [LEE-02] Lee C.Y. & Goldstein D.B., "Two dimensional synthetic jet simulation", *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, pp. 510-516, 2001.
- [LEH-05] Lehugeur B., Gilliéron P. et Ta Phuoc L., "Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model", *AIAA Paper*, No. 2005-5383, Toronto, 2005.
- [LEH-06] Lehugeur B. & Gilliéron P., "Active control of vortex breakdown phenomenon in the wake of a simplified car geometry", *ASME Joint U.S. – European Fluids Engineering Summer Meeting*, No. FEDSM2006-98349, Miami, Florida, 2006.
- [LEH-07] Lehugeur B., "Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile", *Thèse de doctorat*, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 2007.
- [LEV-05] Levallois E. & Gilliéron P., "Réduction de traînée aérodynamique par contrôle passif des écoulements – analyse par PIV", *Colloque de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides (FLUVISU 11)*, EC Lyon, 7-9 Juin 2005.
- [LIE-02] Lienhart H., Stoots C. & Becker S., "Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model (Ahmed model)", roc. DGLR Fach. Symp. Der AG STAB, Stuttgart, 2002.

M

- [MAL-03] Mallinson S.G., Kwock C.Y. & Reizes J.A., "Numerical simulation of microfabricated zero mass flux jet actuator", *Sensors and Actuators*, Vol. 105, pp. 229-236, 2003.
- [MAL-99] Mallinson S.G., Reizes J.A., Hong G. & Buttini M., "Synthetic jet actuators for flow control", *SPIE conference on Electronics and Structures for MEMS Royal Pines Resort*, Vol. 3891, Oct. 1999.
- [MAN-02] Manceau R., Bonnet J.P., Leschziner M.A. & Menter F., *Proceedings of the 10th joint ERCOFTAC (SIG-15)/IAHR/QNET-CFD Workshop on refined turbulence modeling (case9.4 : Ahmed model)*, Poitiers, 2002.
- [MAU-02] Maurin O., "Etude de la déviation de l'écoulement en aval d'une plaque plane par jets synthétiques pariétaux", *Mémoire de DEA*, LMFA UMR CNRS 5509, 2002.
- [MCC-00] McCormick, "Boundary layer separation control with directed synthetic jets", *AIAA Paper*, No. 2000-0519, 2000.

- [MCC-01] McCormick D.C, Lozyaniak S.A., MacMartin D.G., Lorber P.F., "Compact, high-power boundary layer separation control actuation development", *ASME Paper FEDSM'01*, No. 18279, New Orleans, La, May29-June1, 2001.
- [MEM-04] www.memsnet.org
- [MER-81] Merhaut J., "Theory of Electroacoustics", *McGraw-Hill, Inc.*, Chapter 6, New York, 1981.
- [MIC-59] Michel R., "Calcul pratique de la couche limite turbulente compressible. Principe et applications", *Note technique ONERA*, No. 49, 1959.
- [MIT-01] Mittal R., Rampugoon P. & Udaykumar H.S., "Interaction of a synthetic jet with a flat plate boundary layer", *AIAA Paper*, No. 2001-2773, 2001.
- [MIT-02] Mittal R. & Rampugoon P., "On the virtual aeroshaping effect of synthetic jets", *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 4, pp. 1533-1536, 2002.
- [MIT-05] Mittal R., Kotapati R.B. & Cattafesta L., "Numerical study of resonant interactions and flow control in a canonical separated flow", *AIAA Paper*, No. 2005-1261, 2005.

N - O

- [NOG-03] Noger C. & Gilliéron P., "Banc expérimental d'analyse des phénomènes aérodynamiques générés par le dépassement de deux véhicules automobiles", *16^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Nice, France, 1-5 Sept. 2003.
- [ONO-84] Onorato M., Costelli A.F. & Garonne A., "Drag measurement through wake analysis", *SAE International congress and Exposition*, No. SP6569, pp. 85-93, Detroit, 1984.

P

- [PAC-02] Pack L.G., Schaeffler N.W., Yao C.S. & Seifert A., "Active control of separation from the slat shoulder of a supercritical airfoil", *AIAA Paper*, No. 2002-3156, 2002.
- [PER-99] Pervaiz M. & Teixeira M., "Two equation turbulence modeling with the lattice Boltzmann method", *proceeding of ASME PVP Division Conference, 2nd International Symposium on Computational Technologies for Fluid/Thermal & Chemical systems with industrial applications*, Boston, 1999.
- [PET-06] Petit G., "Contrôle de décollement par fente pulsée et générateurs de vortex fluides", *Thèse de doctorat*, Institut de Mécanique des Fluides (INP), Toulouse, 2005.

R

- [RAO-00] Rao P.P., Gilarranz J.L., Ko J., Strganac T. & Rediniotis O.K., "Flow separation control via synthetic jet actuation", *AIAA Paper*, No. 2000-0407, 2000.
- [RAT-97] Rathnasingham R. & Breuer, K.S., "Coupled fluid-structural characteristics of actuators for flow control", *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 5, pp. 832-837, 1997.
- [REN-07] Q. Gallas, *Note de service interne Renault*, 2007.
- [RIC-02] Ricot D., "Simulation numérique d'un écoulement affleurant une cavité par la méthode boltzmann sur réseau et application au toit ouvrant de véhicules automobiles", *Thèse de doctorat*, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Lyon, 2002.
- [RIT-00] Ritchie B.D. & Seitzman J.M., "Controlled fuel-air mixing using a synthetic jet array", *AIAA Paper*, No. 2000-3465, 2000.
- [RIZ-99] Rizzetta D.P., Visbal M.R. & Stanek M.J., "Numerical investigation of synthetic-jet flow field", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 8, pp. 919-927, 1999.
- [ROS-88] Rossi M., "Acoustics and Electroacoustics", *Artech House*, pp. 245-373, Norwood, 1988.

- [ROS-93] Roshko A., "Perspectives on bluff body aerodynamics", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, No. 49, pp.79-100, 1993.
- [ROU-06] Rouméas M., "Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu", *Thèse de doctorat*, Institut de Mécanique des Fluides (INP), Toulouse, 2005.

S

- [SCH-03] Schaeffler N.W., "The interaction of a synthetic jet and turbulent boundary layer", *AIAA Paper*, No. 2003-0643, 2003.
- [SEE-06] Seeley C.E., Arik M., Hedeem R., Utturkar Y., Wetzel T. & Shih M-Y, "Coupled acoustic and heat transfer modeling of a synthetic jet", *AIAA Paper*, No. 2006-1879, 2006.
- [SEI-00] Seifert A. & Pack L., "Separation control at flight Reynolds numbers – Lessons learned and future directions", *AIAA Paper*, No. 2000-2542, 2000.
- [SEI-93] Seifert A., Bachat T., Koss D., Shepshelovich M. & Wagnanski I., "Oscillatory blowing : A tool to delay boundary-layer separation", *AIAA Journal*, Vol. 31, No.11, pp.2052-2060, 1993.
- [SEI-96] Seifert A., Darabi A. & Wagnanski I., "Delay of airfoil stall by periodic excitation", *Journal of aircraft*, Vol. 33, pp. 691-698, 1996.
- [SEI-99] Seifert A. & Pack L.G., "Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 9, 1999.
- [SIM-01] Sims-Williams D.B., "Self-excited aerodynamic unsteadiness associated with passenger cars", *rapport de doctorat*, University of Durham, 2001.
- [SIM-03] Sims-Williams D.B. & Duncan B.D., "The Ahmed model unsteady wake : Experimental and computational analyses", *SAE technical paper series*, No. 2003-0-1315, Detroit, 2003.
- [SMI-85] Smits A.J., "Hot wire anemometry – A short introductory course", *Gas Dynamics Laboratory internal memorandum #51*, Princeton University, USA, 1985.
- [SMI-01] Smith B.L. & Swift G.W., "Synthetic jets at large Reynolds number and comparison to continuous jets", *AIAA Paper*, No. 2001-3030, 2001.
- [SMI-02] Smith B.L. & Glezer A., "Jet vectoring using synthetic jets", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 458, pp. 1-24, 2002.
- [SMI-03] Smith B.L. & Swift G.W., "A comparison between synthetic jets and continuous jets", *Experiments in fluids*, Vol. 34, pp. 467-472, 2003.
- [SMI-94] Smith B.L. & Glezer A., "Vectoring of a high aspect ratio air jet using zero-net-mass-flux control jet", *Bulletin of American Physical Society*, No. 39:1894, 1994.
- [SMI-98] Smith B.L. & Glezer A., "The formation and evolution of synthetic jets", *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 9, pp. 2281-2297, 1998.
- [SMI-99] Smith B.L., Trautman M.A. & Glezer A., "Controlled interactions of adjacent synthetic jet actuators", *AIAA Paper*, No. 99-0669, 1999.
- [SPO-02] Spohn A. & Gilliéron P., "Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle", *AIAA Paper*, No. 97-0213, 35th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, 2002.
- [STR-07] Strachan R.K., Knowles K. & Lawson N.J., "The vortex structure behind an Ahmed reference model in the presence of a moving ground plane", *Experiments in Fluids*, No. 42, pp. 659-669, 2007.
- [SUS-02] Susset A., "Développement de traitement d'images pour l'étude de la stabilisation de flammes turbulentes non-prémélangées générées par des brûleurs industriels modèles", *Thèse de doctorat*, Laboratoire de combustion et de Détonique, Poitiers, 2002.

- [SUS-06] Susset A., J.M. Most & D. Honoré, "A novel architecture for a super-resolution PIV algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurements", *Experiments in Fluids*, Vol. 40, pp. 70-79, 2006.

T

- [THI-05] Thivolle-Cazat E. & Gilliéron P., "Modèle analytique d'hélice ventilateur pour la conception de roues aspirantes", *17^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Troyes, 29 Août-2 Sept. 2005.
- [TIA-06] Tian Y., Cattafesta L. & Mittal R., "Adaptive control of separated flow", *AIAA Paper*, No. 2006-1401, 2006.

U

- [UFL-04] www.img.ufl.edu
- [UTT-02] Utturkar Y, Mittal R., Rampungoon P. & Cattafesta L., "Sensitivity of synthetic jets to the design of the jet cavity", *AIAA Paper*, No. 2002-0124, 2002.
- [UTT-03] Utturkar Y., Holman R., Mittal R., Carroll B., Sheplak M. & Cattafesta L., "A jet formation criterion for synthetic jet actuators", *AIAA Paper*, No. 2002-2819, 2002.

V W Y

- [VIN-05] Vio G., Watkins S., Mousley P., Watmuff J. & Prasad S., "Flow structures in the near-wake of the Ahmed model", *Journal of Fluids and Structures*, No. 20, pp. 673-695, 2005.
- [WAT-03]- Watson M, Jaworski A.J. & Wood N.J., "Contribution to the understanding of flow interactions between multiple synthetic jets", *AIAA Journal*, Vol.41, No.4, pp. 747-749, 2003.
- [WU-03] Wu E.W. & Breuer K.S., "Dynamics of synthetic jet actuator arrays for flow control", *AIAA Paper*, No. 2003-4257, 2003.
- [YAK-01] Yakhot V., Chen H., Staroselky I., Qian Y.H., Kandasame R., Mallick S. & Alexander C, "A new approach to modeling strongly non-equilibrium time-dependent turbulent flows", *EXA internal publication*, 2001.

Table des figures

Figure I.1 : (a) Concentration en CO ₂ et (b) Réchauffement de la planète au cours du 20 ^e siècle et projection des le 21 ^e siècle suivant différents scénarii, 3 ^{ème} rapport du GIEC [GIE-01].....	15
Figure I.2: La première voiture au biocarburant date du début du siècle : La Ford T (1903 et 1926)	16
Figure I.3: Démonstrateur Aérodynamique par Renault : Vesta II (1987).....	16
Figure I.4 : Historique des coefficients de traînée dans l'automobile.....	17
Figure I.5 : Concept Car Altica équipé de contrôle actif par jet synthétique (dossier de presse, Genève 2006)	18
Figure II.1 : Représentation schématique simplifiée des efforts aérodynamiques autour d'un objet en mouvement.....	25
Figure II.2 : Définition des efforts et moments aérodynamique dans le repère lié au véhicule	25
Figure II.3 : Ecoulement autour de l'automobile : (a) Identification des sources de traînée aérodynamique [HUC-98] et (b) Evaluation de leur contribution [AAM-07].....	27
Figure II.4 : Bilan intégral de quantité de mouvement d'après Gilliéron [GIL-00].....	28
Figure II.5 : Géométrie simplifiée du corps de Ahmed [HIN-03].....	29
Figure II.6 : Influence de l'angle d'inclinaison de lunette arrière α sur la traînée totale [AHM-84].....	30
Figure II.7 : Lignes de courant dans le plan longitudinal médian en aval du corps de Ahmed pour différentes inclinaisons de lunette arrière [GIL-00]	30
Figure II.8 : Topologie d'un écoulement de sillage de type culot droit [GIL-00].....	31
Figure II.9 : Topologie de sillage d'un écoulement de type bicorps [GIL-00]	31
Figure II.10 : Evolution du coefficient aérodynamique en fonction de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière [REN-07]	31
Figure II.11 : Évolution de la traînée aérodynamique d'un corps de Ahmed incliné à 30° en fonction du nombre de Reynolds [VIN-05].....	32
Figure II.12 : Densités spectrales de puissance adimensionnées et relevées dans le plan de symétrie de la géométrie pour différents nombres de Reynolds [VIN-05].....	33
Figure II.13: Coefficient de fluctuation de pression totale liées aux instabilités autour de $St=0.32$ et ramené aux fluctuations locales de pression totale (a) dans le plan de symétrie (b) dans le plan transverse [SIM-01].....	34
Figure II.14: Schéma récapitulatif dans le plan longitudinal médian des mécanismes de contrôle par soufflage sur une géométrie simplifiée de type culot droit [ROU-06].....	36
Figure II.15 : Visualisation à l'aide d'iso-surface de Lambda 2 de la suppression des structures tourbillonnaires longitudinales de pare brise par aspiration continue [LEH-07]	37
Figure II.16 : Représentation schématique du jet synthétique en (a) phase de soufflage et (b) phase d'aspiration [SMI-02]	38
Figure II.17 : Visualisations de fumée des effets du contrôle par jet synthétique sur l'écoulement autour d'un cylindre, (a) sans contrôle; (b) contrôlé par jet synthétique normal à la paroi et en amont du décollement et (c) contrôlé par jet synthétique incliné à 120° et positionné en aval pour une position azimutale de 180°[AMI-97]	39
Figure II.18 : Comparaison de la fraction de mélange de deux jets concentriques sans contrôle (gauche) et avec contrôle par jet synthétique positionné à la périphérie du jet extérieur (droite) [RIT-00]	40
Figure II.19 : Actionneur de jet synthétique composé de 6 pistons débouchant dans une même cavité et mis en mouvement par 6 moteurs électriques [GIL-02]	40

Figure II.20 : Actionneur composé d'une membrane piézoélectrique [UFL-04]	40
Figure II.21 : Photographie au microscope d'un micro moteur fabriqué en technologie MEMS [MEM-04].	41
Figure II.22 : Photographie au microscope de la coupe transversale d'un microactionneur de jet synthétique fabriqué en silicium [MAL-03]	41
Figure II.23 : Photographies au microscope d'un réseau de microgénérateurs de jets synthétiques actionnés thermiquement, a) vue de dessus du réseau de cavité, b) vue de dessus des membranes et orifices équipés des déclencheurs thermiques [RAT-97].....	41
Figure II.24 : Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique	44
Figure II.25 : Déplacement des membranes et vitesse de soufflage au centre de l'orifice adimensionnés en fonction de la phase angulaire Φ de l'actionneur [GAL-05]. NB : Sur ce graphique $\Phi=0^\circ$ est calé sur le signal de tension et pas sur la vitesse du jet.	44
Figure II.26 : Profil de vitesse à travers l'orifice en fonction de la phase angulaire de l'actionneur [GAL-05]. NB : La phase angulaire pour ce graphique correspond à la définition retenue dans ce mémoire (§ II.3.1.2)	44
Figure II.27 : Lignes de courant dans le plan de symétrie de l'orifice en $\Phi_3=270^\circ$ (aspiration) ($Re_{U_0}=300$, $L_0/h=29.1$, $f_j=600$ Hz) [SMI-02]	51
Figure II.28 : Représentation schématique de la topologie globale de l'écoulement de jet synthétique.....	51
Figure II.29 : Trajectoires de la paire de tourbillons pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_{i_0} comprises entre 1.3×10^3 et 30×10^3 [SMI-98]	52
Figure II.30 : Vitesse de convection des structures tourbillonnaires pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_{i_0} (cf. légende Figure II.29). m est la valeur de la pente logarithmique. [SMI-98]	52
Figure II.31 : Images Schlieren de l'écoulement de jet synthétique à différents instants, t/T_j , pour $Re_{i_0}=18124$. Les quatre premières images correspondent à la phase de soufflage et les trois dernières à la phase d'aspiration [SMI-98].....	53
Figure II.32 : Visualisation Schlieren d'écoulements de jet synthétique à $\Phi_2=90^\circ$, pour différentes longueurs de pénétration L_0 et nombre de Reynolds Re_{U_0} , (a) $L_0=13.5$, $Re_{U_0}=695$, (b) $L_0=81$, $Re_{U_0}=2090$ et (c) $L_0=17$, $Re_{U_0}=2200$ [SMI-03]	53
Figure II.33 : Profils de vitesse (a) longitudinale et (b) transversale pour plusieurs distances à la fente z_j/d [SMI-98].....	55
Figure II.34 : Comparaison du profil de vitesse longitudinale moyenne entre un jet synthétique et un jet continu turbulent [SMI-03]	55
Figure II.35 : Profil de vitesse longitudinal pour plusieurs rapports h/d [LEE-02]	57
Figure II.36 : Rapport entre la moyenne spatiale de la vitesse sur la largeur de la fente et la vitesse au centre en fonction du nombre de Stokes S_j [GAL-03]	57
Figure II.37 : Formes d'orifices étudiées par Lee [LEE-02].....	58
Figure II.38 : Formes et moyens de variation du volume de la cavité étudiés numériquement. La double flèche indique que la paroi est oscillante [UTT-02].....	59
Figure II.39 : Champs de vorticités Ω_y pour différentes formes de cavité [UTT-02]	59
Figure II.40 : Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et aérodynamique en interaction	62
Figure II.41 : Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et de couche limite en interaction.....	63
Figure II.42 : Structure de l'écoulement dans la région décollé de sillage, (a) instabilité de Kelvin-Helmoltz et (b) instabilité de Von Karman [TIA-06]	63

Figure II.43 : Caractérisation numérique du domaine d'interaction (a) dynamique et (b) stationnaire entre un écoulement de jet synthétique et de couche limite de Blasius [MIT-02] et représentation schématique	64
Figure II.44 : Position de particules et lignes de courant à la suite de plusieurs cycles d'actionneur [SCH-03]	65
Figure II.45 : Vecteurs vitesses et lignes de courant d'un écoulement de couche limite en interaction avec un écoulement de jet synthétique pendant la phase d'aspiration $\Phi=220^\circ$ [SCH-03]	65
Figure II.46 : Concept du jet synthétique tangentiel (DSJ) [MCC-00]	66
Figure II.47 : Profils de vitesse de couche limite sans contrôle (baseline), pendant les phases d'aspiration (instroke) et de soufflage (outstroke) [MCC-00]	66
Figure II.48 : Evolution de la longueur du bulbe de recirculation en fonction du coefficient de quantité de mouvement lors de l'interaction entre une couche limite de Blasius et un écoulement de jet synthétique [MIT-02]	67
Figure II.49 : Cartographies de vorticit�� à la surface du cylindre. $F_w^+ = 2.8$. Ecoulement (a) non contr��l��, (b) et (c) contr��l�� (visualisation instantan��e et moyenn��e dans le temps) [HON-00]	68
Figure II.50 : Contrainte de cisaillement adimensionn��e, le long de la paroi du cylindre en fonction de l'azimut θ [HON-00]	68
Figure II.51 : Profil des coefficients de pression le long d'un profil d'aile pour (a) $F_w^+=0,95(\Delta)$; $2,05(*)$; $3,3(\bullet)$ (b) $F_w^+=10(\Delta)$; $14,7(*)$; $20(\bullet)$. Le trait continu correspond au profil sans contr��le [HON-00].	69
Figure II.52 : Distributions de pression sur un profil pour diff��rentes valeurs de coefficient de quantit�� de mouvement et de la fr��quence de modulation [PAC-02]	70
Figure II.53 : Comparaison de la portance pour un signal sinuso��dal pure et un signal modul�� en amplitude [PAC-02]	70
Figure II.54 : Visualisation des diff��rentes topologies de sillage sur l'extrados d'un profil d'aile en fonction du coefficient de quantit�� de mouvement C_μ d��livr�� par jet synth��tique [MCC-00]	71
Figure II.55 : Sch��ma du montage et visualisation de la d��viation d'un ��coulement de jet continu par jet synth��tique (a) sans contr��le (b) avec contr��le [SMI-02]	72
Figure II.56 : Puissance spectrale de la vitesse longitudinale mesur��e dans la couche de cisaillement (a) du c��t�� for��c��, (b) du c��t�� non for��c�� et (c) d'un jet non contr��l�� [SMI-02]	72
Figure II.57 : Repr��sentation sch��matique du dispositif de contr��le de l'��coulement de sillage de plaque plane par jet synth��tique [BER-03]	74
Figure II.58 : Champs de vitesse moyenne obtenus par PIV en aval d'une plaque plane pour diff��rentes configurations de contr��le par jet synth��tique ($Re=2.5 \times 10^5$) [BER-03]	74
Figure II.59 : Repr��sentation sch��matique du montage de contr��le par jet synth��tique sur un corps de Ahmed bidimensionnel [HEN-05]	74
Figure II.60 : Visualisation de fum��e et champ de pression dans le sillage du corps de Ahmed bidimensionnel (a) sans contr��le (b) avec contr��le pour $F_w^+ = 0.17$ et $C_\mu=7.5 \times 10^{-3}$ ($Re=4 \times 10^4$) [HEN-06]	75
Figure II.61 : Visualisations Schlieren de l'interaction entre deux ��coulements de jet synth��tiques lorsque l'espacement g entre les orifices est (a) important, (b) moyen et (c) faible [WAT-03]	76
Figure II.62 : Visualisations Schlieren de jets synth��tiques plac��s en interaction forte pour diff��rents d��phasages ($Re_{U_o}=300$; $f_j=6000$ Hz; $g=3,3d$) [SMI-99]	76
Figure II.63 : R��duction de la tra��n��e a��rodynamique C_x par suppression ou retardement du d��collement ...	78
Figure II.64 : R��duction de la tra��n��e a��rodynamique C_x par orientation et r��duction de l'��coulement de sillage	78
Figure II.65 : Les possibilit��s d'int��gration des microsyst��mes pour l'automobile [CHA-01]	79
Figure III.1 : G��om��trie et veine num��rique utilis��e pour les simulations num��riques	85

Figure III.2 : Représentation du maillage par sous-domaines imbriqués dans le plan longitudinal (a) de symétrie et (b) tangent au flan gauche, de la géométrie.....	88
Figure III.3 : Représentation des sous-domaines coniques (Ω_{10}) dimensionnés pour les structures tourbillonnaires longitudinales.....	88
Figure III.4 : Représentation du maillage au niveau de la rupture de pente entre le pavillon (Σ_1) et la lunette arrière (Σ_2).....	88
Figure III.5 : Représentation schématique des différents temps de simulation numérique.....	89
Figure III.6 : Position des sondes numériques utilisées pour l'analyse des écoulements 2D (orange) et 3D (marron) dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée.....	90
Figure III.7 : Champ de vorticité instantanée ω_y et lignes de courant dans le sillage de la géométrie.....	96
Figure III.8 : Densités Spectrales de Puissance (DSP) adimensionnées du signal de traînée et des signaux de pression statique en P_1 et P_2 sans contrôle.....	96
Figure III.9 : Cartographie de perte de pression d'arrêt C_{pi} moyen et ligne de courant dans le sillage.....	97
Figure III.10 : Distribution de coefficient de pression statique C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée.....	98
Figure III.11 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ avec $F_w^+ = 1$	99
Figure III.12 : Distributions de C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée sans et avec contrôle pour $F_w^+ = 1$ et $C_\mu = 0, 6.8 \times 10^{-6}, 3.3 \times 10^{-4}, 6.8 \times 10^{-4}$	100
Figure III.13 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction de la fréquence réduite F_w^+ pour $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$	102
Figure III.14 : Distribution de C_p sur l'arrière de la géométrie simplifiée avec et sans contrôle pour $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7, 1.0$ et 20.0	103
Figure III.15 : Cartographies de coefficients de pertes de pression d'arrêt C_{pi} dans le sillage de la géométrie simplifiée pour $C_\mu = 1.1 \times 10^{-4}$ et (a) $F_w^+ = 0.7$, (b) $F_w^+ = 20.0$	104
Figure III.16 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction de la fréquence réduite F_w^+ pour $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$	105
Figure III.17 : Pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ $F_w^+ = 0.7$	105
Figure III.18 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) adimensionnée du signal de traînée et des signaux de pression statique en P_1 et P_2 pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$	106
Figure III.19 : Evolution temporelle de la traînée aérodynamique $C_x(t)$ avec contrôle ($C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$) et sans contrôle.....	107
Figure III.20 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) adimensionnée des signaux de traînée obtenus pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}, 2.4 \times 10^{-4}, 9.8 \times 10^{-4}$	108
Figure III.21 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$	109
Figure III.22 : Champs de vorticité dans le sillage d'un cylindre (a) sans contrôle et (b) en rotation périodique autour de son axe � la fréquence réduite $F_w^+ = 0.7$ [BER-05].....	109
Figure III.23 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$	110
Figure III.24 : Champs de vorticité synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$	111

Figure III.25 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$	112
Figure III.26 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$	113
Figure III.27 : Distribution de coefficient de pression statique C_p en synchronisation de phase sur l'arrière de la géométrie simplifiée pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$	114
Figure III.28 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$	115
Figure III.29 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 9.8 \times 10^{-4}$	116
Figure III.30 : Champs de coefficient de perte d'énergie volumique synchronisés en phase pour $\Phi = 0, 90, 180$ et 270° dans le sillage de la géométrie simplifiée avec $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.4 \times 10^{-4}$	117
Figure III.31 : Définition des profils et de l'épaisseur de couche limite	119
Figure III.32 : Profils de couche limite moyen et en synchronisation de phase, $\Phi_1 = 0^\circ$ et $\Phi_3 = 180^\circ$, relevés un diamètre d en aval de l'orifice pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}	120
Figure III.33 : Profils de couche limite moyen et en synchronisation de phase, $\Phi_2 = 90^\circ$ et $\Phi_4 = 270^\circ$, relevés un diamètre d en aval de l'orifice pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}	121
Figure III.34 : Profils de vitesse transversale relevés en $y=0$ (a), d (b), $2d$ (c), $3d$ (d), $4d$ (e) et $10d$ (f) à $\Phi_1=90^\circ$ pour $F_w^+ = 0.7$ et $C_\mu = 2.7 \times 10^{-5}$, 2.4×10^{-4} et 9.8×10^{-4}	123
Figure III.35 : Pourcentage de réduction de quantité de mouvement du jet en fonction de la distance à la paroi z_j	124
Figure III.36 : Largeur du profil de vitesse transversale $b(z_j)$ en fonction de la distance à la paroi z_j	124
Figure III.37 : Iso-surface du coefficient de perte de pression totale relevées dans le sillage proche ($C_{pi}=1$) colorée par les valeurs de coefficient de pression statique C_p ($Re=2.8 \times 10^6$)	128
Figure III.38 : Lignes de courant issues de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (mauve), entre le soubassement et le culot (rouge), de la partie supérieure (bleu) et de la partie inférieure (vert) du flan droit. (a) vue de $3/4$ arrière, (b) vue de droite ($Re=2.8 \times 10^6$)	129
Figure III.39 : Comparaison des profils de vitesse longitudinale adimensionnée en aval de la géométrie entre LDA [LIE-02], PIV, et Numérique (présente étude)	132
Figure III.40 : Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente adimensionnée en aval de la géométrie entre LDA [LIE-02], PIV, et Numérique (présente étude)	133
Figure III.41 : Cartographie de coefficient de pertes d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant relevées (a) à partir des simulations 2D (Rappel) et (b) dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée sans contrôle	134
Figure III.42 : Visualisation des lignes de courant numériques à proximité de la paroi (partie gauche de Σ_2 , $y/l_A < 0$) et des lignes de frottement expérimentales (partie droite de Σ_2 , $y/l_A < 0$) pour $Re=2.8 \times 10^6$	135
Figure III.43 : Visualisation des lignes de courant en proche paroi du culot ($Re=2.8 \times 10^6$)	137
Figure III.44 : Densité Spectrales de Puissances exprimées en fonction de la fréquence réduite F_w^+ et relevées en (a) P_{Wu1} , (b) P_{Wu2} , (c) P_{Wm1} , (d) P_{Wm2} , (e) P_{Wd1} et (f) P_{Wd2} pour deux nombres de Reynolds ($Re=1.7 \times 10^6$ et 2.8×10^6)	140
Figure III.45 : Densités spectrales de puissance calculées dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée et filtrée par bande de fréquence (a) $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et (b) $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$	142
Figure III.46 : Fluctuation de pression statique calculée dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée et filtrées par bande de fréquence (a) $\Delta St_{wd} = [0.3, 0.5]$ et (b) $\Delta St_{wu} = [0.7, 0.9]$	142

Figure III.47 : Représentation schématique de la position de la fente pour l'étude de l'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ	145
Figure III.48 : Coefficient de traînée aérodynamique et pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ , pour $F_w^+ = 0.7$ et pour la fente positionnée en amont du décollement	146
Figure III.49 : Iso-surfaces de perte d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$) coloriée par les valeurs de C_p dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour trois valeurs de C_μ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^+ = 0.7$	147
Figure III.50 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique ($C_{pi}=1$) dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour C_μ , égal (a) 4.2×10^{-4} et (b) 9.5×10^{-4} à $\Phi_2=90^\circ$ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^+ = 0.7$	148
Figure III.51 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique ($C_{pi}=1$) dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour C_μ , égal (a) 4.2×10^{-4} et (b) 9.5×10^{-4} à $\Phi_4=270^\circ$ avec la fente positionnée 10^{-3} m en amont de la rupture de pente et $F_w^+ = 0.7$	149
Figure III.52 : Cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant dans le sillage de la géométrie simplifiée en fonction du C_μ	150
Figure III.53 : Distribution transversale du coefficient de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/H_A=0.25$ pour $C_\mu= 0$ et 4.2×10^{-4} . Ces distributions sont comparées à la distribution obtenue à l'aide d'une solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06]	151
Figure III.54 : Cartographies pariétales de coefficient de pressions statique et lignes de frottement sur la lunette arrière et le culot en fonction de $C_\mu=(a) 0$, (b) 1.1×10^{-4} , (c) 4.2×10^{-4} et (d) 9.5×10^{-4} pour la fente positionnée en amont de la rupture de pente	152
Figure III.55 : Représentation schématique des points singuliers des lignes de frottement sur la lunette arrière avec contrôle pour des valeurs de C_μ grandes ($C_\mu \geq 4.2 \times 10^{-4}$)	153
Figure III.56 : Distribution de coefficient de pression statique C_p dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée en fonction du C_μ	155
Figure III.57 : Représentation schématique des deux positions de fente étudiées	157
Figure III.58 : Coefficient de traînée aérodynamique et pourcentage de réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ et de la position de la fente, amont et aval, pour $F_w^+ = 0.7$	158
Figure III.59 : Iso-surface de pertes d'énergie volumique moyenne ($C_{pi}=1$) coloriée par les valeurs de C_p dans le sillage proche de la géométrie simplifiée pour les deux positions de fente (a) amont, (b) aval avec $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$	159
Figure III.60 : Cartographies de coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} et lignes de courant dans le plan longitudinal médian de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$	160
Figure III.61 : Distribution transversale du coefficient de pression totale relevée dans le plan longitudinal médian à $x/H_A=0.25$ sans contrôle et avec contrôle dans le cas de la fente positionnée en amont et en aval. Ces distribution sont comparées à la distribution obtenue à l'aide d'une solution de contrôle par aspiration continue [ROU-06].....	161
Figure III.62 : Cartographies pariétales de coefficient de pression statique et lignes de frottement sur la lunette arrière et le culot en fonction de la position de la fente du jet synthétique pour $C_\mu=4.2 \times 10^{-4}$ et $F_w^+ = 0.7$	162
Figure III.63 : Distribution de coefficient de pression statique C_p dans le plan de symétrie de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente.....	163
Figure IV.1 : Schéma de la soufflerie à retour Lucien Malavard du LME.....	170
Figure IV.2 : Dimensions de la maquette expérimentale (Corps de Ahmed à échelle 0.7 avec lunette arrière inclinée à 25°)	171

Figure IV.3 : Photographies des montages (a) Amont et (b) Aval de l'actionneur du jet synthétique sur le corps de Ahmed.....	171
Figure IV.4 : Coupe longitudinale dans le plan médian de l'arrière de la maquette dans le cas du montage "Amont", zoom sur la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière	172
Figure IV.5 : Coupe longitudinale dans le plan médian de l'arrière de la maquette dans le cas du montage "Aval", zoom sur la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière	172
Figure IV.6 : Vue de face de l'installation de la maquette dans la veine de mesure de la soufflerie Malavard	173
Figure IV.7 : Schéma du montage expérimental de la maquette sur la balance aérodynamique	173
Figure IV.8 : Photographie de l'actionneur de jet synthétique bidimensionnel.....	173
Figure IV.9 : Dispositif expérimental d'alimentation de l'actionneur de jet synthétique et des moyens de mesure synchronisée	174
Figure IV.10 : Distribution des sondes de pression statique sur la moitié arrière gauche de la maquette.....	175
Figure IV.11 : Définition des points singuliers et des lignes singulières (a) point Selle (b) foyer de séparation (c) ligne d'attachement (d) ligne de séparation [ROU-06]	175
Figure IV.12 : Représentation des champs PIV longitudinaux	176
Figure IV.13 : Représentation des champs PIV transversaux	177
Figure IV.14 : Chronogramme de synchronisation en phase avec le jet synthétique de la chaîne d'acquisition PIV	178
Figure IV.15 : Densités spectrales de puissance relevées avec l'actionneur seul, ($A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz)...	180
Figure IV.16 : Dimensions du film chaud utilisé dans la présente étude (TSI-Model 1201).....	181
Figure IV.17 : Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur.....	182
Figure IV.18 : Principe de post-traitement des résultats issus du fil chaud pour le calcul de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique	182
Figure IV.19 : Représentation des points de mesure au fil chaud dans le plan médian de la maquette et du mât aérodynamique utilisé comme support de sonde.....	183
Figure IV.20 : Vue éclatée de l'actionneur de jet synthétique bidimensionnel utilisé pour la validation expérimentale dans la présente étude	186
Figure IV.21 : Estimation à l'aide du LEM du volume déplacé dans la cavité en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j	187
Figure IV.22 : Prédiction à l'aide du LEM de la vitesse au centre de l'orifice en fonction de la fréquence de travail des membranes pour $d=0.5$ mm, $h=2.5$ et 7.0 mm et $A_0=50$ V.....	187
Figure IV.23 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{max} mesurées expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j et de la largeur de la fente d ($d=0.5, 1.0$ et 1.5 mm, $A_0=50$ V)	188
Figure IV.24 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{max} mesurée expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la tension en entrée des membranes A_0 ($d=0.5$ mm, $f_j=520$ Hz et 1500 Hz).....	189
Figure IV.25 : Cartographies de circulation relevées en synchronisation de phase dans le plan longitudinal médian (O, \bar{x}, \bar{z}) (M3u, $d=1.5$ mm, $A_0=50$ V, $f_j=f_1=540$ Hz)	191
Figure IV.26 : (a) Visualisation du centre des structures tourbillonnaires à l'aide des iso-contours de circulation Γ et (b) évolution de la position suivant \bar{z}_j en fonction de la phase angulaire.....	192
Figure IV.27 : Comparaison des mesures de vitesse en sortie d'orifice par PIV et par fil chaud (HWA) en fonction de la phase angulaire du jet synthétique.....	192

Figure IV.28 : Profils de vitesse relevés à la sortie de la fente au moment du soufflage maximum (Φ_j) en fonction du nombre de Stokes S_j ($f_j=350$ Hz, $d=0.5, 1.0, 1.5$ mm).....	194
Figure IV.29 : Comparaison théorique [GAL-03] & expérimentale du rapport \hat{U}_j/U_{\max} en fonction du nombre de Stokes S_j ($S_j=6.0, 12.1$ et 18.1).....	194
Figure IV.30 : Visualisation pariétale sur la lunette arrière pour (a) $Re=1.2 \times 10^6$ et (b) $Re=1.9 \times 10^6$. Le segment de coordonnée $y/l_A=0.46$ associé aux sondes de pression statique situées sur l'arête de la lunette arrière est reporté en orange	197
Figure IV.31 : Visualisation pariétale relevée sur la moitié droite de la lunette arrière en fonction de la position de la fente de l'actionneur : (a) M1d et (b) M2d. ($Re=1.2 \times 10^6$).....	198
Figure IV.32 : Profils verticaux de vitesse longitudinale pour différentes configuration de montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$)	200
Figure IV.33 : Distributions de coefficient de pression statique C_p sur la moitié gauche de la lunette arrière pour (a) $Re=1.2 \times 10^6$ et (b) $Re=1.9 \times 10^6$ avec la configuration M2u (amont, $d=1.0$ mm)	201
Figure IV.34 : Distributions de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian de la lunette arrière en fonction du nombre de Reynolds (montage M1u : amont, $d=0.5$ mm).....	201
Figure IV.35 : Evolution du coefficient de traînée aérodynamique C_{x0}^{LA} en fonction du nombre de Reynolds (M1u).....	202
Figure IV.36 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) en fonction du nombre de Reynolds mesurée à hauteur du (a) micro 1 et (b) micro 2 (M1u).....	204
Figure IV.37 : Densité Spectrale de Puissance (DSP) relevées en P_u en fonction du nombre de Reynolds (M1u).....	205
Figure IV.38 : (a) Energie turbulente E_k et (b) Intensité turbulente I_k en fonction du nombre de Reynolds mesurées en P_u (M1u)	205
Figure IV.39 : Lignes de courant et vecteurs vitesse colorés par la norme de la vitesse U relevés dans le plan longitudinal médian sans contrôle ($Re=1.2 \times 10^6$, M0u).....	206
Figure IV.40 : Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés en aval de la maquette pour différentes configurations de montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$).....	209
Figure IV.41 : Distributions de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian du culot en fonction du nombre de Reynolds (montage M1u : amont, $d=0.5$ mm).....	210
Figure IV.42 : Densités Spectrales de Puissance mesurées en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du nombre de Reynolds (M1u)	211
Figure IV.43 : Comparaison de l'évolution en fonction du nombre de Reynolds de (a) l'énergie turbulente E_k et (b) l'intensité turbulente I_k mesurées en P_{W1} et P_{W2} (M1u).....	212
Figure IV.44 : Cartographies de circulation dans les plans transversaux (a) champ (5) en $x/H_A=0.5$ et (b) champ (6) en $x/H_A=1.0$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$).....	214
Figure IV.45 : Cartographie moyenne d'énergie cinétique turbulente \sqrt{k} relevée dans le plan longitudinale $y/l_A=-0.36$ ($Re=1.2 \times 10^6$, M1u).....	214
Figure IV.46 : Distribution de coefficient de pression statique le long de l'arête latérale de la lunette arrière, ($y/l_A=-0.46$) en fonction du nombre de Reynolds (Montage M1u : amont, $d=0.5$ mm).....	216
Figure IV.47 : Mise en évidence de la structure tourbillonnaire longitudinale T_2 à partir d'iso-surface de vorticité longitudinale ($.s^{-1}$) et définition de la position de l'axe tourbillonnaire à partir des angles de rotation [LEH-07].....	216
Figure IV.48 : Coefficient de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds Re pour les montages amont et aval, sans et avec fente de 0.5 mm	217
Figure IV.49 : Coefficient de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds Re pour les 5 largeurs de fente du montage amont	217
Figure IV.50 : Contributions des différentes sources de traînée aérodynamique en fonction du nombre de Reynolds.....	219

Figure IV.51 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ ($Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	223
Figure IV.52 : Evolution de l'écart type entre la courbe d'interpolation et les résultats expérimentaux en fonction du coefficient d'interpolation n	224
Figure IV.53 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ lorsque la fréquence réduite de travail du jet synthétique varie à l'aide de la fréquence d'excitation des membranes f_j ($Re=1.2 \times 10^6$) Les couleurs représentent la variation de F_w^+ et les symboles la variation de d	225
Figure IV.54 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement varie ($f_j=520$ Hz). Les couleurs représentent la variation de U_∞ et les symboles la variation de d	225
Figure IV.55 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction de la fréquence réduite de travail de l'actionneur de jet synthétique pour trois positions de la fente sur la maquette : $g=-4$ (M1u), 2 (M1d) et 4 mm (M2d) ($Re=1.2 \times 10^6$).....	227
Figure IV.56 : Réduction de traînée aérodynamique en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique pour trois position de fente de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = f_1 H_A / U_\infty$)	227
Figure IV.57 : Visualisations pariétales sur la moitié droite de la lunette arrière pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M1u, $F_w^+ = 4.2$ Hz, $Re=1.2 \times 10^6$).....	230
Figure IV.58 : Profils verticaux de vitesse longitudinale en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique $C_\mu=0$, 1.0×10^{-4} et 3.9×10^{-4} (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	231
Figure IV.59 : Cartographies moyennes de vorticité Ω_y relevées dans le plan longitudinal médian pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	232
Figure IV.60 : Distribution de coefficient de pression statique sur la lunette arrière en (a) $y/l_A=0$ et (b) $y/l_A=-0.23$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$).....	234
Figure IV.61 : Cartographies de vorticité Ω_y relevées dans le plan médian $y/l_A=0$ pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ et (c) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$).....	236
Figure IV.62 : Profils verticaux de vitesse longitudinale relevés en aval de la maquette en fonction du coefficient de quantité de mouvement (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$).....	238
Figure IV.63 : Distribution du coefficient de pression statique sur le culot en $y/l_A=0$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	238
Figure IV.64 : Cartographies de circulation relevées dans les plans transversaux (a) (5) en $x/H_A=0.5$ et (b) (6) en $x/H_A=1.0$ avec contrôle pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	240
Figure IV.65 : Cartographies moyennes des fluctuations de vitesse turbulente \sqrt{k} relevées dans le plan $y/l_A=-0.36$ pour (a) $C_\mu=0$ (sans contrôle), (b) $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	241
Figure IV.66 : Distribution de coefficient de pression statique C_p sur la lunette arrière dans le plan $y/l_A=-0.46$ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	242
Figure IV.67 : Contributions des différentes sources de traînée aérodynamique avec et sans contrôle et en fonction du nombre de Reynolds	242
Figure IV.68 : (a) Densités Spectrales de Puissance et (b) Intensité turbulente I_k relevées en P_u en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique (M1u, $F_w^+ = 4.2$, $Re=1.2 \times 10^6$)	246
Figure IV.69 : Densités Spectrales de Puissance mesurées au niveau du (a) microphone n�1 et (b) microphone n�2 en fonction de C_μ (M1u, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+ = 4.2$)	247

Figure IV.70 : Densités Spectrales de Puissance relevées en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$)	249
Figure IV.71 : Intensité turbulente I_k relevée en (a) P_{W1} et (b) P_{W2} en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	250
Figure IV.72 : Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ pour les quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	253
Figure IV.73 : Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ pour les quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	254
Figure IV.74 : Définition du repère lié � la direction privilégiée de déplacement des structures tourbillonnaire D_β	254
Figure IV.75 : Evolution de la circulation moyenne et synchronisée le long de la droite D_β pour $C_\mu=1.0 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	255
Figure IV.76 : Evolution de la circulation moyenne et synchronisée le long de la droite D_β pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	255
Figure IV.77 : Position d'une structure tourbillonnaire le long de la droite D_β en fonction du temps ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$, $F_w^+=4.2$)	256
Figure IV.78 : Cartographies synchronisées de vitesse transversale U_z dans le plan médian $y/l_A=0$ pour $C_\mu=3.9 \times 10^{-4}$ pour quatre phases angulaires Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 et Φ_4 ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	257
Figure IV.79 : Représentation schématique de l'évolution de la réduction de traînée en fonction du coefficient de quantité de mouvement et des paramètres influents	259
Figure IV.80 : Représentation schématique de la topologie de l'écoulement de sillage contrôlé par jet synthétique dans le plan longitudinal médian de la maquette	261
Figure V.1 : Pourcentage de réduction de traînée du corps de Ahmed par jet synthétique alimenté par un signal sinusoïdal (sinus) et un signal modulé en amplitude (modulation)	268
Figure A.1 : Domaines de validité des approches numériques continues et de Boltzman en fonction du nombre de Knudsen ϵ	271
Figure A.2 : Représentation des directions de vitesses du modèle de vitesse D4Q34 utilisé dans Powerflow 3.5b.....	273
Figure A.3 : a) Schématisation des fonctions de distribution des particules au niveau d'une paroi pour un modèle de distribution bidimensionnelle. b) Exemple du rebond total arrière. c) Exemple de la réflexion spéculaire.	277
Figure B.1 : Principe de la PIV	279
Figure B.2 : Représentation 3D du calcul du coefficient d'intercorrélation	280
Figure B.3 : (a) Schéma du principe d'un pulvérisateur de type Laskin Nozzle et (b) système utilisé	281
Figure B.4 : Problématique de positionnement de la caméra pour les plans longitudinaux.....	282
Figure B.5 : Représentation du montage mise en place pour (a) les champs longitudinaux et (b) les champs transversaux.....	283
Figure B.6 : Schéma de principe de réalisation du champ (4) dans le cas de la fente positionnée sur le haut de la lunette arrière.....	284
Figure B.7 : Synoptique du calcul de l'image de référence utilise pour le pré-traitement	284
Figure B.8 : Zoom sur l'image des fluctuations de niveaux de gris	285
Figure B.9 : Synoptique des étapes utilisées pour estimer la précision des mesures	286
Figure C.1 : Dimensions du fil chaud utilisé dans la présente étude (TSI-Model 1201).....	290

Figure C.2 : Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur.....	290
Figure C.3 : Principe de post-traitement des résultats issus du fil chaud et synchronisés en phase avec l'actionneur (résultats moyens obtenus au centre de la fente pour $d=0.5$ mm, $A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz).....	291
Figure C.4 : Représentation des points de mesure au fil chaud dans le plan médian de la maquette et du mât aérodynamique utilisé comme support de sonde.....	292
Figure C.5 : (a) Traînée aérodynamique sans et avec contrôle ("amont", $d=0.5$ mm, $A_0=50$ V et $f_j=520$ Hz) et (b) Réduction de traînée aérodynamique associée pour deux position de la sonde de fil chaud (P_u et P_d).....	293
Figure D.1 : Circuit électrique équivalent d'un actionneur de jet synthétique piézo-électrique [GAL-05].....	295
Figure D.2 : Comparaison entre le modèle réduit (-) et l'expérience (\square) de la réponse en fréquence de deux actionneurs de jet synthétique [GAL-03].....	296
Figure D.3 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{max} mesurées expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la fréquence d'excitation des membranes f_j et de la largeur de la fente d ($d=0.5, 1.0$ et 1.5 mm, $A_0=17.5$ V).....	297
Figure D.4 : (a) Vitesses maximales de soufflage du jet synthétique U_{max} mesurée expérimentalement et (b) quantité de mouvement introduite par le jet synthétique I_j en fonction de la tension en entrée des membranes A_0 ($d=1.0$ mm, $f_j=520$ Hz et 1600 Hz).....	298
Figure E.1 : Distribution de coefficient de pression statique sur la lunette arrière en fonction de (a) la largeur de la fente pour le montage amont et (b) de la position de la fente pour le montage aval de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$).....	305
Figure E.2 : Distribution de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian de la lunette avec et sans lissage de la jonction ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$).....	306
Figure E.3 : Distribution de coefficient de pression statique dans le plan longitudinal médian du culot en fonction de (a) la largeur de la fente et (b) la position de la fente ($Re=1.2 \times 10^6$).....	306
Figure E.4 : Distribution de coefficient de pression statique le long de l'arête latérale de la lunette arrière, ($y/l_A=-0.46$) en fonction de (a) la largeur de la fente pour le montage amont et (b) la position de la fente pour le montage aval ($Re=1.2 \times 10^6$).....	307

Table des tables

Table II.1 : Matrice des dimensions des 11 paramètres du jet synthétique seul.....	46
Table II.2 : Comparaison de l'évolution des grandeurs caractéristiques de jet synthétique dans le champ lointain et turbulent continu en fonction de la distance à la paroi z_j	55
Table II.3 : Ordre de grandeur des vitesses de soufflage et fréquence de travail du jet synthétique en fonction de l'application visée	79
Table III.1 : Récapitulatif des temps caractéristiques pour les calculs et les résultats	91
Table III.2 : Evolution des grandeurs caractéristiques moyennes de couche limite relevées un diamètre d en aval de l'orifice en fonction du C_μ	119
Table III.3 : Récapitulation des valeurs de C_x issues de résultats bibliographiques et de la présente étude .	138
Table III.4 : Evolution de la distance entre le centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 et le culot de la géométrie simplifiée en fonction du C_μ	150
Table III.5 : Evolution de la distance entre le centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 et le culot de la géométrie simplifiée en fonction de la position de la fente.....	160
Table IV.1 : Nomenclature des montages et largeurs de plaque	172
Table IV.2 : Positions des mesures au fil chaud dans le sillage de la maquette	183
Table IV.3 : Dimensions des disques piézo-électriques fournies par le constructeur	186
Table IV.4 : Récapitulatif des épaisseurs de couche limite δ en fonction de la configuration de montage de l'actionneur sur la maquette.....	199
Table IV.5 : Comparaison expérimentale et numérique de la position du centre des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 ($Re=1.2 \times 10^6$).....	207
Table IV.6 : Comparaison de la position des coeurs tourbillonnaires de la structure torique Q en fonction du montage de l'actionneur sur la maquette ($Re=1.2 \times 10^6$).....	208
Table IV.7 : Récapitulatif des épaisseurs de couche limite δ en fonction du coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique ($M1u$, $Re=1.2 \times 10^6$, $F_w^+=4.2$).....	231
Table IV.8 : Positions des centres tourbillonnaires Q_1 et Q_2 , et des points singuliers S_Q et N_C relevées en fonction du coefficient de quantité de mouvement	237
Table A.1 : Capitalisation de la valeurs des constantes de fermeture du modèle numérique [YAK-01]	275
Table B.1 : Calcul de la précision des mesures PIV.....	287
Table B.2 : Récapitulatif des facteurs de grandissement en fonction du montage et du champ PIV	288
Table C.1 : Positions des mesures au fil chaud dans le sillage de la maquette.....	292
Table D.1 : Décomposition de l'énergie équivalente en fonction du domaine énergétique considéré	294
Table D.2 : Capitalisation des performances aérodynamiques de l'actionneur mesurée au fil chaud	303

RENAULT/IMFT

Doctorat d'Université, Spécialité Dynamique des Fluides

Date de Soutenance : 11 Janvier 2008

Cédric LECLERC

**REDUCTION DE LA TRAINÉE D'UN VEHICULE AUTOMOBILE SIMPLIFIE A
L'AIDE DU CONTROLE ACTIF PAR JET SYNTHETIQUE**

Le contrôle actif par jet synthétique de l'écoulement de sillage d'un véhicule automobile est proposé. Les études numériques et expérimentales permettent de valider le potentiel de l'actionneur développé pour réduire la traînée d'une géométrie simplifiée de type bi-corps (Corps de Ahmed). Pour un angle d'inclinaison de lunette arrière de 25°, des réductions de traînées comprises entre 6% et 10% sont obtenues pour des vitesses d'écoulement incident comprises entre 10 et 40 m.s⁻¹. Le contrôle permet de réattacher dynamiquement la recirculation sur la lunette arrière et de symétriser la structure tourbillonnaire torique en appuis sur le culot. Suivant la vitesse de l'écoulement incident, les paramètres influençant l'efficacité du contrôle sont le coefficient de quantité de mouvement et l'emplacement du jet synthétique.

Mots Clés : Contrôle / Décollement / Sillage / Jet Synthétique / Corps de Ahmed / Traînée Aérodynamique

Direction de la recherche RENAULT, groupe "Mécanique des Fluides et Aérodynamique"

Technocentre RENAULT, 1 Avenue du Golf, 78288 GUYANCOURT Cedex

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Groupe EMT2

Allée du professeur Camille Soula, 31400 TOULOUSE

**SIMPLIFIED CAR GEOMETRY DRAG REDUCTION BY SYNTHETIC JET ACTIF
FLOW CONTROL**

The actif flow control by synthetic jet is proposed on an automotive wake flow. The numerical and experimental studies validate the developed actuator potential to reduce the drag coefficient of a simplified hatchback geometry (Ahmed body). With a rear window tilted at 25°, drag reductions between 6% and 10% are reached for upstream flow velocities between 10 and 40 m.s⁻¹. The control allows to reattach dynamically the recirculated flow on the rear window and to balance the toroidal vortex structure at the base. For giving farfield velocity, the parameters determining the flow control efficiency are the momentum coefficient and the synthetic jet slot location.

Mots Clés : Flow Control / Separation / Wake / Synthetic Jet / Ahmed Body / Aerodynamic Drag

Research Department RENAULT, "Fluid Mechanics & Aerodynamics" team

Technocentre RENAULT, 1 Avenue du Golf, 78288 GUYANCOURT Cedex, France

Fluid Mechanics Institute of Toulouse, EMT2 team

Allée du professeur Camille Soula, 31400 TOULOUSE, France