



UNIVERSITE DU CENTRE

ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE MONASTIR

THESE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE MONASTIR

Spécialité : Génie Energétique

présentée et soutenue publiquement le 16 février 2004

par

Maher Ben Chiekh

Ingénieur Diplômé

Titre :

CONTROLE D'ECOULEMENTS PAR JETS SYNTHETIQUES

**Analyse à partir de mesures
de Vélocimétrie par Images de Particules**

JURY

Taieb LILI	- Professeur, Faculté des Sciences de Tunis	Rapporteur
Geneviève COMTE-BELLOT	- Professeur émérite, Ecole Centrale de Lyon	Examineur
Sassi BEN NASRALLAH	- Professeur, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir	Examineur
Jean-Christophe BERA	- Professeur, Université Claude Bernard - Lyon	Examineur
Adel GHARBI	- Professeur, INSAT - Tunis	Rapporteur
Marc MICHARD	- Ingénieur CLI, Ecole Centrale de Lyon	Invité

A ma femme

A toute ma famille

REMERCIEMENTS

Ce travail de recherche a été réalisé dans le cadre des programmes d'échange TEMPRA puis MIRA (Région Rhône-Alpes / Gouvernorat de Monastir) entre le laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Energétiques (LESTE) de l'École Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM, Tunisie) et le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon (ECL, France)

Je tiens à remercier Monsieur Sassi Ben Nasrallah, Professeur à l'ENIM pour la direction de cette thèse. Vous m'avez fait largement bénéficiaire de votre expérience et de votre savoir.

Je remercie également Monsieur Taieb Lili, Professeur à la Faculté des Sciences de Tunis, de m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse et de présider le jury.

Ma gratitude s'adresse à Monsieur Adel Gharbi, Professeur à l'INSAT - Tunis, qui a bien voulu rapporter ce travail.

Je tiens également à exprimer mes sentiments de gratitude et de reconnaissance aux professeurs Michel Sunyach et Jean-Christophe Béra et à Monsieur Marc Michard, pour l'encadrement et pour m'avoir fait bénéficiaire de leur savoir et de leurs compétences. Mes séjours scientifiques parmi eux étaient des périodes très fructueuses durant l'élaboration de ce travail. Je remercie Messieurs Jean-Christophe Béra et Marc Michard d'avoir accepté de participer au jury.

Mes sincères remerciements vont également au Professeur Geneviève Comte-Bellot, Professeur émérite à l'École Centrale de Lyon qui a porté une attention bienveillante à ce travail et qui a accepté de faire partie du jury.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Hafedh Belmabrouk, Maître de conférences à la Faculté des Sciences de Monastir, qui a été à l'origine de cette coopération avec LMFA et qui m'a aidé durant l'élaboration de ce travail.

Je ne manquerai pas de remercier mes enseignants, mes collègues du département de génie énergétique, l'ensemble des chercheurs du LESTE et Nathalie Grosjean, assistante-ingénieur au LMFA.

Enfin, je me fais aussi un devoir de remercier le Conseil Général de la Région Rhône-Alpes qui a financé mes séjours scientifiques (12 mois pendant 4 ans).

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	11
CHAPITRE I. CONTROLE D'ECOULEMENTS - TECHNIQUE DES JETS SYNTHETIQUES	15
I-1. INTRODUCTION AU CONTROLE DES ECOULEMENTS	17
I-2. CONTROLE D'ECOULEMENTS	18
I-2.1. Classification des méthodes du contrôle	18
I-2.2. Exemples de méthodes de contrôle	20
I-2.2.1. Modification de la forme de profils de vitesse	20
I-2.2.2. Générateurs de turbulence	21
I-2.2.3. Injection locale de quantité de mouvement	22
I-3. LA TECHNIQUE DES JETS SYNTHETIQUES	22
I-3.1. Principe	22
I-3.2. Travaux sur les jets synthétiques	24
I-3.2.1. Les travaux de l'équipe Glezer	24
I-3.2.2. Les travaux de l'équipe Béra-Sunyach	27
I-3.2.3. Principales caractéristiques d'un jet synthétique – Nombres adimensionnels	29
I-3.3. Exemples de contrôle des écoulements par jets synthétiques	30
I-3.3.1. Ecoulement autour d'un obstacle	30
I-3.3.2. Les jets	31
I-3.3.3. Ecoulements sur une plaque plane	33
I-3.3.4. Les écoulements au travers les diffuseurs	33
I-4. CONCLUSION	35
CHAPITRE II. VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES	37
II-1. PANORAMA GENERAL DE LA PIV	39
II-1.1. Bref rappel de l'histoire de la PIV	39
II-1.2. Principe de la PIV	41
II-1.2.1. L'ensemencement	42

II-1.2.2.	Illumination laser	43
II-1.2.3.	Prises d'images	44
II-1.2.4.	Traitement des images	45
II-1.2.5.	Résolution spatiale	52
II-1.2.6.	Post-traitement	53
II-1.2.7.	Applications	53
II-2.	SYSTEME PIV UTILISE DANS NOS EXPERIENCES	54
II-2.1.	Ensemencement	54
II-2.2.	Le laser	54
II-2.3.	Caméra numérique	55
II-2.4.	Synchronisation avec un cycle d'événement :	56
II-2.5.	Méthodologie de mise au point	56
II-2.6.	Traitement des images	58
II-3.	CONCLUSION	59
 CHAPITRE III. POST-TRAITEMENT DES MESURES PIV		61
III-1.	OUTILS DE POST-TRAITEMENT CONVENTIONNEL	63
III-1.1.	moyenne	63
III-1.2.	Calcul des fluctuations de vitesses et de l'énergie cinétique	64
III-1.3.	Champ de vorticité	64
III-2.	DETECTION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES	64
III-2.1.	Détection des centres des tourbillons par le critère Γ_1	64
III-2.2.	Détection des frontières des tourbillons par le critère Γ_2	65
III-3.	DECOMPOSTION EN MODES ORTHOGONAUX	66
III-3.1.	Présentation de la POD	66
III-3.2.	Méthode directe	67
III-3.3.	Méthode des instantanées ou snapshots	71
III-4.	CONCLUSION	72
 CHAPITRE IV. CONTROLE PAR JETS SYNTHETIQUES DU SILLAGE D'UNE PLAQUE PLANE		73
IV-1.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	75
IV-2.	CARACTERISATION DES ACTIONNEURS EN L'ABSENCE D'ECOULEMENT	77
IV-2.1.	Uniformité en envergure et entre actionneurs	77
IV-2.2.	Vitesse du jet en fonction de la tension d'alimentation	77
IV-2.3.	Influence de la fréquence d'alimentation	78
IV-3.	CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT SANS CONTROLE	79
IV-3.1.	Couche limite en amont du culot	79
IV-3.2.	Sillage de la plaque	81

IV-4. ACTION DU CONTROLE	83
IV-4.1. Action sur les profils de vitesse de la couche limite	83
IV-4.2. Action de l'amplitude d'excitation sur le sillage	84
IV-4.3. Actions sur les spectres de fréquence	85
IV-4.4. Action sur le déficit de vitesse dans le sillage	86
IV-4.5. Action sur les cartes des énergies de fluctuations	89
IV-4.6. Cartes de vectorisation dans le sillage.....	91
IV-4.7. Action sur le coefficient de Traînée.....	92
IV-5. ANALYSE DES MECANISMES DU CONTROLE	93
IV-6. RECAPITULATIF DES RESULTATS.....	94
IV-6.1. Réduction du sillage.....	94
IV-6.2. Angle de vectorisation.....	95
IV-7. AMELIORATION DU SYSTEME DU CONTROLE : CONTROLE HAUT TANGENTIEL COMBINE A UN CONTROLE BAS NORMAL -	96
IV-8. POST-TRAITEMENT PAR POD DES MESURES PIV.....	98
IV-8.1. Détermination des structures cohérentes de l'écoulement sans contrôle	98
IV-8.1.1. Analyse POD des réalisations	100
IV-8.1.2. Ré-organisation des réalisations dans le temps	103
IV-8.2. Reconstruction des trajectoires de particules dans un écoulement instationnaire périodique	105
IV-8.2.1. Principe du calcul des trajectoires	105
IV-8.2.2. Analyse par POD – détermination des modes propres	105
IV-8.2.3. Intégration de l'équation des trajectoires	107
IV-8.2.4. Résultats.....	108
IV-9. CONCLUSION.....	109
CHAPITRE V. CONTROLE PAR JETS SYNTHETIQUES DES JETS CONFINES ET LIBRES	111
V-1. CONTROLE D'ECOULEMENT TYPE JET CONFINE AU TRAVERS D'UN DIVERGENT COURT ET A FORT ANGLE	113
V-1.1. Dispositif expérimental.....	114
V-1.2. Caractérisation de l'actionneur.....	115
V-1.3. Caractérisation de l'écoulement sans contrôle	117
V-1.4. Effets du contrôle unilatéral	118
V-1.5. Effets du contrôle bilatéral	119
V-1.6. Comparaison des différentes configurations du contrôle	121
V-2. CONTROLE D'ECOULEMENT TYPE JET PLAN LIBRE – OPTIMISATION PAR CONTROLE ALTERNE	121
V-2.1. Dispositif expérimental.....	121
V-2.2. Résultats expérimentaux	122
V-3. ANALYSE DES MECANISMES DU CONTROLE	126
V-4. CONTROLE ALTERNE	129
V-4.1. Mise en œuvre expérimentale du contrôle alterné.....	129

V-4.2.	Résultats expérimentaux du contrôle alterné	129
V-4.3.	Analyse par POD - Détermination du temps nécessaire au basculement.....	132
V-5.	CONCLUSION -----	134
CONCLUSION GENERALE	_____	139
ANNEXE	_____	145
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	_____	151
PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES	_____	155

TABLE DES FIGURES

Figure I.1. Classification des méthodes de contrôles selon les dépenses d'énergie.....	19
Figure I.2. Boucle ouverte du contrôle prédéterminé	19
Figure I.3. Contrôle réactif type feed-forward	20
Figure I.4. Contrôle réactif type feed-back.....	20
Figure I.5. Schéma d'un jet synthétique	22
Figure I.6. Concept des jets synthétiques.....	23
Figure I.7. Critère d'obtention d'un jet synthétique (d'après [7])	24
Figure I.8. Schéma du dispositif de jet synthétique utilisant un élément piézo-électrique.....	24
Figure I.9. Images Schlieren d'un jet continu avec $Re_h = 2200$	26
Figure I.10. Schéma du dispositif de jet synthétique utilisé par le groupe Béra-Sunyach	27
Figure I.11. Champs moyens issus des mesures PIV	28
Figure I.12. Comparaison des trajectoires des structures tourbillonnaires	29
Figure I.13. Schéma du dispositif expérimental des expériences de Bera et al [15]	31
Figure I.14. Effet de l'injection pariétal sur le sillage derrière le cylindre [15].....	31
Figure I.15. Influence du taux de quantité de mouvement injectée, de la présence du diffuseur et la direction de l'injection sur l'angle de vectorisation d'après Pack et Seifert [18].....	32
Figure I.16. Eléments du dispositif de contrôle des jets élaboré par Smith et Glezer [21]	32
Figure I.17. Vectorisation d'un jet laminaire (à gauche) et turbulent (à droite) d'après [21]	33
Figure I.18. Schéma du dispositif expérimental utilisé par Park et al. [22]	33
Figure I.19. Représentation de la configuration étudiée par Brunn et al.[25]	34
Figure II.1. Principe de la PIV	42
Figure II.2. Exemple d'ensemencement type en PIV.....	42
Figure II.3. Lumière diffusée par une particule sphérique de verre de diamètre 10^{-5} m placée dans l'eau	43
(Raffel et al., 1998 [27])	43
Figure II.4. Illustration schématique des pixels sensibles et des cellules de stockage d'une caméra CCD [30].....	44
Figure II.5. Evolution spatio-temporelle des traceurs	46
Figure II.6. Schéma de l'algorithme de base de l'intercorrélation [30].....	46
Figure II.7. Algorithme de base de la corrélation [30].....	47
Figure II.8. Effet de l'ordre de la série de Taylor sur la déformation de la zone d'interrogation (d'après [32])	50
Figure II.9. Principe de décalage discret des fenêtres d'interrogations [7].....	51
Figure II.10. Schéma de correspondance de deux zones en utilisant le déplacement moyen (translation) et le gradient local de déplacement	51
Figure II.11. Comparaison entre les résultats obtenus avec la technique conventionnelle (à gauche) et de la technique PID (à droite) pour la mesure de l'écoulement sur une marche descendante. Huang et al. [36]	52
Figure II.12. Problème de la résolution spatiale [30]	53
Figure II.13. Diagramme de fonctionnement du Nd : Yag (à gauche) et le diagramme d'émission (à droite) [30].....	55
Figure II.14. Timing d'une camera double exposition et pulsations Q-switch du laser Nd :Yag PIV	55
Figure II.15. Réglage de la nappe laser	56
Figure III.1. Exemple d'application du critère Γ_1	65
Figure IV.1. Dispositif expérimental.....	76
Figure IV.2. Système d'acquisition et de commande.....	76
Figure IV.3. Amplitude de la vitesse du jet synthétique en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur	77
Figure IV.4. Vitesse du jet synthétique en fonction de la fréquence de pulsation	78
Figure IV.5. Profils de couche limite avant le bord de fuite.....	80
Figure IV.7. Champ de vitesse moyenne et carte des lignes de courant pour $U_\infty = 18$ m/s.....	82
Figure IV.8. Cartes des énergies de fluctuations pour différentes valeurs de la vitesse amont	82
Figure IV.9. Spectres des fluctuations de vitesse.....	83
Figure IV.10. Cartes de vortacité instantanée présentant les allées de Von Karman derrière la plaque ($\times 10^3 s^{-1}$)	83
Figure IV.11. Effet du contrôle ($f=100$ Hz) sur le profil de la couche limite.....	84

qui se forme sur face supérieure à $x/h=-0.2$	84
Figure IV.12. Effet de l'amplitude du jet synthétique sur le profil de la vitesse débitante : cas d'un contrôle haut à 100 Hz	85
Figure IV.13. Spectres des fluctuations de vitesse pour différentes fréquences d'excitation	86
Figure IV.14. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle bas	87
Figure IV.15. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle haut	87
Figure IV.16. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle double en phase.....	87
Figure IV.17. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle double en opposition de phase	88
Figure IV.18. Carte des énergies de fluctuations	90
Figure IV.19. Carte des angles des vecteurs de vitesse moyenne (en deg).....	92
Figure IV.20. Carte du critère Γ_2 appliquée aux moyennes de phase $\langle \bar{U}(\bar{x}, t) \rangle$	94
Figure IV.21. Dispositif proposé en vue de l'optimisation de la vectorisation de l'écoulement derrière la plaque	96
Figure IV.22. Lignes de courant issues des champs moyens de vitesse	97
Figure IV.23. Champ moyen de vitesse dans le cas d'un contrôle de deux côtés	97
Figure IV.24. Moyennes de phase dans le cas d'un contrôle de deux côtés pour une phase de soufflage	98
Figure IV.25. Carte des angles des vecteurs de vitesse moyenne (en deg).....	98
Figure IV.26. Champ de vitesse instantanée	99
Figure IV.27. Résultats de l'application des différents critères au champ instantané	99
Figure IV.28. Les cinq premiers modes issus de la décomposition POD combiné aux cartes du critère Γ_1	101
Figure IV.29. Différentes valeurs propres associées à chaque mode.....	102
Figure IV.30. Coefficients a_1 (a) et a_2 (b) associés aux deux premiers modes	102
Figure IV.31. Champ instantané de vitesse (à gauche) Champ reconstruit à partir des 5 premiers modes (à droite)	102
Figure IV.32. Variation du coefficient a_3 en fonction de a_2	103
Figure IV.33. Variation des coefficients en fonction de la phase ϕ_{23}	103
Figure IV.34. Validation de l'allure sinusoïdale des coefficients en fonction de la phase	104
Figure IV.36. Les quatre modes les plus énergétiques : a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3 d) mode 4	106
Figure IV.37. Influence de δt sur le calcul des trajectoires	108
Figure IV.38. Trajectoires des particules fluides pour différentes phases d'injection.....	108
Figure IV.39. Trajectoires des particules fluides pour différentes positions de l'injection	109
Figure IV.40. Trajectoires moyennes pour $\delta t/T_1=1/10$	109
Figure V.1. Dispositif expérimental : schéma dans le plan de mesure.	115
Figure V.2. Caractérisation par fil chaud de l'actionneur	116
Figure V.3. Caractérisation de l'écoulement sans contrôle	117
Figure V.4. Caractérisation de l'écoulement sous l'effet du contrôle bas	119
Figure V.5. Caractérisation de l'écoulement sous l'effet du contrôle double	120
Figure V.6. Profil moyen de la vitesse à la sortie du diffuseur pour les différentes configurations	121
Figure V.7. Dispositif expérimental : schéma dans le plan de mesure.	122
Figure V.8. Profils de vitesse moyenne longitudinal à $x/h=4$	123
Figure V.9. Champ moyen de vitesse sans contrôle.....	124
Figure V.10. Champ moyen de vitesse avec contrôle côté bas	124
Figure V.11. Champ moyen de vitesse avec contrôle double.....	124
Figure V.12. Elargissement de l'écoulement dans les différentes configurations	125
Figure V.13. Energie des fluctuations : sans contrôle (à gauche) et contrôle bilatéral (à droite).....	125
Figure V.14. Champs de moyenne de phase combinés aux cartes de détection de structures tourbillonnaires durant un cycle de contrôle	127
Figure V.15. Etude statistique sur la répétitivité du phénomène de génération de structures tourbillonnaires.....	128
Figure V.16. Positions moyennes des centres des structures tourbillonnaires sur une période d'excitation dans le cas du contrôle bas (à gauche) et du contrôle double (à droite)	128
Figure V.17. Schéma descriptif du principe du contrôle alterné pour $np=10$	129
Figure V.18. Profils de vitesse moyenne longitudinale à $x/h=4$ dans le cas du contrôle alterné : influence de la cadence de basculement	130
Figure V.19. Champs de vitesse moyenne pour différentes configurations de contrôle alterné.	131
Figure V.20. Iso-contours d'énergie de fluctuations pour (a) contrôle double permanent, (b) contrôle alterné $np=2$,	132
Figure V.21. Les deux premiers modes issus de la décomposition par POD.	133
Figure V.22. Evolution du coefficient a_2 associé au second mode	133
Figure V.23. Densité de probabilité associée aux valeurs du coefficient a_2	134
Figure V.24. Schéma descriptif du déroulement du contrôle alterné pour $np=20$	134

TABLE DES TABLEAUX

Tableau II.1. Effet de l'ordre de troncature	49
Tableau II.2. Caractéristiques du laser Nd :Yag utilisé dans nos expériences	54
Tableau IV.1. Paramètres adimensionnels des jets synthétiques employés	78
Tableau IV.2. Valeurs expérimentales des paramètres des jets synthétiques utilisés dans la littérature	79
Tableau IV.3. Caractéristiques des couches limites en amont du culot en absence de contrôle	80
Tableau IV.4. Effet des différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4 V_{RMS}$	84
Tableau IV.5. Estimation de la dimension de la zone à grand déficit de vitesse (>50 %) pour différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4 V_{RMS}$	88
Tableau IV.6. Valeurs du coefficient de traînée C_x pour différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4 V_{RMS}$	92
Tableau IV.8. Taux de réduction du sillage (en h) pour les différentes configurations étudiées	95
Tableau IV.9. Angle de vectorisation (en deg) pour les différentes configurations étudiées	95
Tableau IV.10. Valeurs propres et statistiques des coefficients issues de l'analyse POD	106
Tableau V.1. Différents couples (fréquence, amplitude) pour une vitesse de sortie d'amplitude de 20 m/s	115

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Un écoulement externe, tel qu'il se développe sur la surface extérieure d'un avion, peut être manipulé pour retarder le décollement des couches limites. Cela peut permettre d'augmenter la portance, le coefficient de frottement, le coefficient de pression et la turbulence, de réduire la traînée, d'améliorer le transfert de chaleur ou de supprimer le bruit. Ces objectifs peuvent parfois s'avérer contradictoires. Par exemple, le coefficient de frottement pariétal et le bruit de l'écoulement seraient plutôt réduits en maintenant la couche limite dans l'état laminaire le plus longtemps possible. Cependant, une couche limite turbulente est en général plus résistante au décollement qu'une couche limite laminaire.

Nos travaux de recherche portent sur le contrôle des écoulements par des actionneurs fluidiques du type des jets synthétiques. Il s'agit d'évaluer les performances de ce type de contrôle, en se basant sur des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et vélocimétrie par images de particules (PIV). La technologie de ces actionneurs est basée sur l'utilisation de moteurs électrodynamiques et donne la possibilité de faire varier l'amplitude et la fréquence des pulsations sur de larges gammes, ce qui permet une bonne adaptation aux caractéristiques des écoulements à contrôler.

L'objectif recherché à l'issue de cette étude est de déterminer la configuration optimale de contrôle. Deux types d'écoulements ont été étudiés : un écoulement externe derrière une plaque plane et un écoulement interne type jet. Le but dans le premier cas est d'assurer la vectorisation de l'écoulement dans le sillage de la plaque et de simplifier la manœuvrabilité du système aérodynamique simulé par la plaque plane. Le but de la seconde configuration est d'améliorer la diffusion et le mélange.

Le travail expérimental effectué comporte plusieurs étapes :

- a) caractérisation aérodynamique par anémométrie à fil chaud et PIV de l'écoulement ;
- b) post-traitement des mesures (analyse statistique, identification des structures tourbillonnaires, trajectoires,...) ;
- c) analyse des résultats et synthèse.

a) Caractérisation aérodynamique par PIV de l'écoulement

Des champs instantanés de vitesse seront mesurés dans le plan de symétrie verticale par PIV. Les mesures de vitesse seront synchronisées avec les pulsations du jet synthétique ; elles sont faites dans le cas du contrôle côté haut uniquement, ou bien côté bas uniquement et du contrôle de deux côtés avec variation du déphasage entre les

deux excitations. Par ailleurs, des tests faisant varier les différents paramètres qui entrent en jeu dans le contrôle (la fréquence d'excitation, la vitesse débitante et l'amplitude du jet injecté) sont réalisés.

b) Post-traitement des mesures

Des analyses statistiques sont faites à partir des champs instantanés de vitesse. A cet effet, les champs de vitesse mesurés par synchronisation avec le jet pulsé sont utilisés pour calculer la trajectoire phase par phase d'une particule fluide. Par moyennage sur toutes les trajectoires calculées, on en déduira la dispersion d'une source ponctuelle sous l'effet de l'actionneur. Des techniques originales telles que la Décomposition Orthogonale en Modes Propres (POD), associée à des critères d'extraction de structures tourbillonnaires à partir de l'écoulement, sont utilisées.

c) Analyse des résultats et synthèse

Nos travaux se sont focalisés dans un premier lieu sur le contrôle dans le cas d'une configuration d'aérodynamique externe en l'occurrence dans le cas d'une plaque plane, qui correspond à une configuration très intéressante en aéronautique. On cherche à mettre en évidence l'apport du contrôle en termes de vectorisation et d'amélioration du mélange. Le contrôle par jets synthétiques au culot d'une plaque plane sans incidence permet une réduction très significative du sillage moyen. Dans le cas d'un contrôle dissymétrique, il est par ailleurs possible de dévier l'écoulement et de générer une circulation autour de la plaque. Les jets synthétiques agissent par aspiration de l'écoulement amont et par génération de structures périodiques qui stimulent le mélange entre l'écoulement principal et la zone de culot. Un système de contrôle de la vectorisation de l'écoulement a été testé et a donné des résultats prometteurs.

Dans un second lieu, on s'intéressera à la manipulation des jets plans libres et confinés. Le contrôle est réalisé par deux actionneurs disposés de part et d'autre de la sortie du jet. Les injections pulsées pariétales visent la stimulation globale de l'écoulement. On étudiera l'influence du contrôle unilatéral et le contrôle bilatéral. Un système d'optimisation de la diffusion dans cette configuration est à concevoir.

Par ailleurs, l'investigation du mécanisme du contrôle sera réalisée à l'aide des mesures PIV synchronisées avec le signal d'excitation et à l'aide des cartes de fluctuations de vitesse. Ces mesures synchronisées aident à mettre en évidence le rôle des structures générées par le contrôle et leurs apports dans la modification du comportement de l'écoulement.

L'ensemble du travail effectué est présenté en cinq chapitres. Au premier Chapitre, nous présentons une étude bibliographique sur le contrôle des écoulements. Quelques applications du contrôle utilisant les jets synthétiques sont également présentées en fin de chapitre. Le second chapitre présente la principale technique de caractérisation aérodynamique employée dans ce travail. Il s'agit de la vélocimétrie par image de particule. Dans le troisième chapitre, on expose les différentes techniques de post-traitement qui sont utilisées pour traiter les mesures PIV. Ces techniques comprennent les critères de détection de structures tourbillonnaires et la technique de décomposition en modes orthogonaux propres (POD). Le quatrième et le cinquième chapitre sont consacrés aux expériences relatives au contrôle d'écoulements et à l'interprétation des résultats obtenus. Nous présentons au début de chacun de ces

deux chapitres, le dispositif expérimental employé. Nous proposons ensuite une synthèse de l'ensemble des résultats obtenus. Nous utilisons pour cela une méthode hybride de mesure de champs de vitesse, basée sur la synchronisation d'un système de vélocimétrie par images de particules avec le signal d'excitation des actionneurs. Le suivi du cycle d'oscillation permet alors de déduire la dynamique de l'écoulement et comprendre le mécanisme du contrôle. Une amélioration du dispositif de contrôle en vue de l'optimisation du contrôle, est proposée pour chaque configuration étudiée.

*Chapitre I. Contrôle d'écoulements -
Technique des jets synthétiques*

Le contrôle des écoulements revêt à l'heure actuelle un intérêt croissant pour les scientifiques et les ingénieurs de la Mécanique des Fluides. La quantité des travaux récents sur le sujet donne une idée de cet intérêt, certains chercheurs vont jusqu'à classer le contrôle d'écoulement comme une discipline scientifique à part entière. Le présent chapitre sera consacré dans un premier lieu à la présentation de ce domaine de recherche et des techniques qu'il requiert. En second lieu, nous nous intéressons à la technique des jets synthétiques, en présentant la technologie et les caractéristiques de ce type d'actionneurs. Enfin, nous exposerons quelques applications qui font appel à cette technique des jets synthétiques.

I-1. INTRODUCTION AU CONTROLE DES ECOULEMENTS

Le contrôle des écoulements doit sa naissance à Prandtl (1904), qui, dans 8 pages d'un simple manuscrit, a introduit la théorie de la couche limite, a expliqué la physique des phénomènes de séparation ou décollement et a décrit plusieurs expériences dans lesquelles une couche limite était contrôlée. Lentement mais sûrement, le choix des moyens de contrôle est passé d'une démarche purement empirique à un raisonnement physique se basant sur des principes connus.

Les besoins militaires des superpuissances ont considérablement accéléré les progrès en dictant le développement d'avions rapides et très manœuvrables, de missiles, bateaux, sous-marins et torpilles plus efficaces. Le contrôle des écoulements a joué un rôle majeur dans ces développements [1,2] La crise de l'énergie de 1973 a provoqué un grand changement d'intérêt du secteur militaire au civil. De grosses sommes ont été investies dans la recherche des méthodes de maîtrise et de conservation de l'énergie, de la réduction de la traînée pour l'aviation civile, pour les véhicules terrestre et maritimes et pour d'autres installations industrielles. Le développement d'ordinateurs rapides, bon marché a rendu possible cette recherche en simulant numériquement les écoulements complexes qui n'étaient pas appréhendables analytiquement. Cependant, les provisions abondantes de combustible fossile découvertes pendant les années 90 ont, malheureusement, quelque peu atténué l'urgence et l'enthousiasme pour la recherche de la conservation d'énergie.

A partir des années 90 et au-delà, des appareils de contrôle réactifs, plus complexes, sont étudiés, dans le but de manipuler les structures cohérentes omniprésentes dans les écoulements de cisaillement. Les avancées théoriques dans le domaine du contrôle du chaos, les développements de systèmes micro électromécaniques (MEMS) et des réseaux de neurones ont largement aidé et aide encore ces efforts. Le contrôle de la turbulence par des techniques de consommation active de l'énergie s'est bien développé suite à ces avancées. Cependant, réaliser ce contrôle de façon continue engendre des problèmes d'ordre économique. Le déficit est d'accomplir l'effet désiré avec une dépense minimale d'énergie.

Pour situer l'importance économique du contrôle des écoulements et surtout de la turbulence et du frottement pariétal, Tardu [1] (2001) estime que la diminution de 4% de la traînée permet le transport de 4 passagers supplémentaires dans les vols outre-Atlantiques. Il va sans dire que les enjeux économiques du contrôle sont multiples dans nombreux systèmes industriels.

I-2. CONTROLE D'ÉCOULEMENTS

Dans le contrôle des écoulements, on s'intéresse essentiellement à deux phénomènes de la Mécanique des Fluides, à savoir le frottement pariétal et le décollement des couches limites. Les mécanismes de contrôle de ces phénomènes sont antagonistes.

D'après Tardu [1], le frottement pariétal résulte de l'étirement de la vortacité transversale à la paroi, près des points de stagnation créés par les balayages (sweeps) qui sont induits par les tourbillons quasi-longitudinaux majoritaires dans la couche interne. Tardu estime que le contrôle des paramètres de l'écoulement est intimement lié à la connaissance des structures tourbillonnaires présentes dans la zone interne d'une couche limite turbulente et de l'interaction intermittente de celles-ci avec l'écoulement près de la paroi. La manipulation de ces tourbillons, soit en diminuant leur intensité, soit en les éloignant de la paroi, permet de réduire le frottement pariétal.

Quant au décollement des couches limites, il se produit en présence d'un gradient de pression défavorable. Il y a alors conversion de l'énergie cinétique des particules en énergie potentielle de pression. L'énergie cinétique est trop faible pour compenser le gradient de pression et les forces pariétales de frottement. Le contrôle consiste dans ce cas à injecter des structures tourbillonnaires, de préférence stationnaires à fréquence bien adaptée, pour augmenter la traînée de façon intermittente et retarder ainsi la séparation ou le décollement. La forme temporelle d'excitation est d'importance capitale. Amitay et Glezer [3] suggèrent que cette forme temporelle devrait être de type accélération rapide - décélération lente, qui encouragerait la formation de structures tourbillonnaires transversales et ferait augmenter la traînée, permettant de prévenir le décollement de façon significative.

I-2.1. CLASSIFICATION DES METHODES DU CONTROLE

La littérature du contrôle des écoulements (Kral et al. [4], Gad-el-Hak [2]) propose deux classifications pour les méthodes de contrôle. La première consiste à voir si la technique est appliquée à la paroi ou à distance. A la paroi, les paramètres qui peuvent influencer l'écoulement incluent la rugosité, la forme, la courbure, le mouvement de la paroi rigide, la température et la porosité. Chauffer et refroidir la paroi peut notamment influencer l'écoulement par les variations de la viscosité et de la densité résultantes. Le transfert de masse peut avoir lieu à travers une paroi poreuse ou une paroi avec des fentes : aspiration ou injection de fluide peuvent avoir des effets considérables sur l'écoulement, en influençant en particulier la forme du profil de vitesse près de la paroi et donc la susceptibilité de la couche limite à la transition et au décollement. Différents additifs, tels que des polymères, micro-bulles, gouttelettes, particules, poussières ou fibres, peuvent aussi être injectés à travers la surface, dans l'eau ou l'air du milieu ambiant. Les moyens de contrôle non localisés peuvent être des appareils de génération de vortex, des ondes acoustiques ou des forces électromagnétiques, qui agissaient à distance sur une couche de cisaillement.

Un deuxième type de classification des méthodes de contrôle d'écoulement considère les dépenses d'énergie et la boucle de commande impliquées, comme le montre la figure I.1.

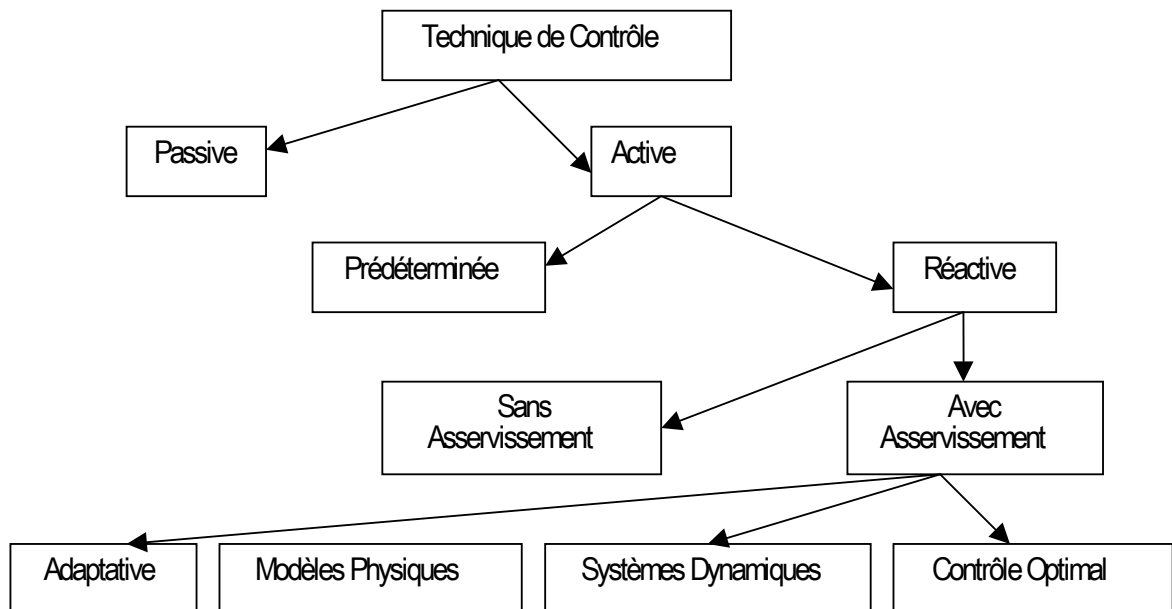


Figure I.1. Classification des méthodes de contrôles selon les dépenses d'énergie

Un appareil de contrôle peut être passif, n'exigeant aucun apport d'énergie, ou actif, exigeant une dépense d'énergie. Le contrôle actif est divisé en prédéterminé ou réactif. Le contrôle prédéterminé (figure I.2) fournit à l'entrée du système de l'énergie en préjugant par avance de l'état particulier de l'écoulement. La boucle de commande dans ce cas est ouverte et aucune sonde n'est exigée.

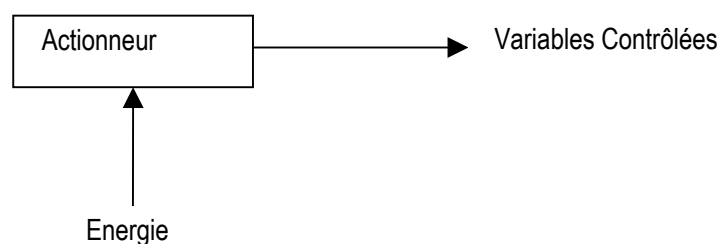


Figure I.2. Boucle ouverte du contrôle prédéterminé

Le contrôle réactif est une classe particulière de contrôle actif où l'entrée du contrôle est ajustée de façon continue. La boucle de commande dans ce cas peut être fermée (boucle d'asservissement : feed-back) ou ouverte (alimentation amont feed-forward). La distinction entre les deux asservissements est particulièrement importante lorsqu'on étudie le contrôle des structures d'un écoulement. Dans le contrôle de type feed-forward (figure I.3), la variable mesurée et la variable contrôlée sont différentes. Par exemple, la pression ou la vitesse peuvent être déterminées à un emplacement aval alors que le signal résultant est utilisé avec une loi du contrôle appropriée pour synchroniser un actionneur qui modifie la vitesse en amont de la zone à contrôler. En revanche, le contrôle type feed-back (figure I.4), nécessite que la variable contrôlée soit mesurée en aval et comparée avec une entrée de la

référence. Le contrôle de la réponse réactive est classé en quatre catégories : adaptatif, modèle physique de base, système dynamique et contrôle optimal.

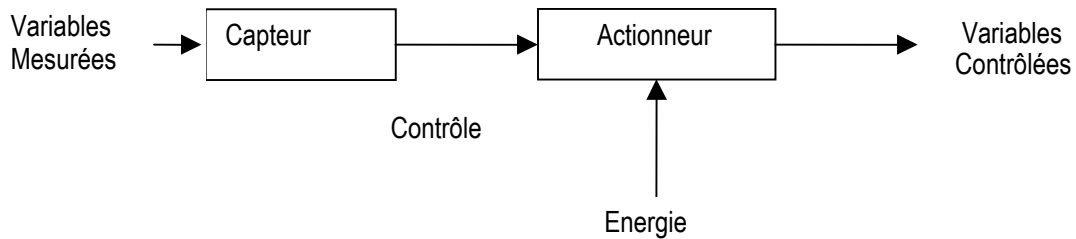


Figure I.3. Contrôle réactif type feed-forward

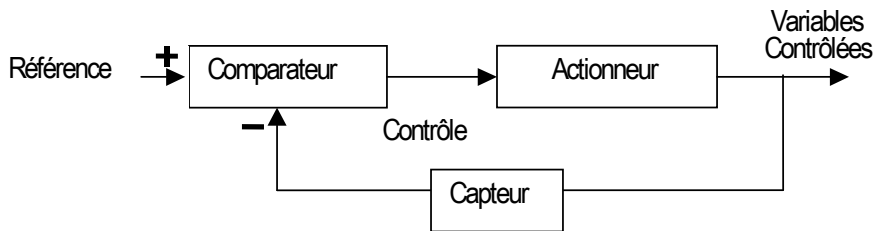


Figure I.4. Contrôle réactif type feed-back

La diversité des techniques de contrôle actif vient de l'intérêt croissant donné par les chercheurs à ce type de contrôle après avoir été stimulé par les échecs connus dans le domaine du contrôle passif au cours de la dernière décennie. L'exemple typique est celui des « riblets ». Ces dispositifs ont été largement étudiés dans les laboratoires. Ils produisaient au mieux une réduction du frottement pariétal de 8 à 9 % et pratiquement un bilan nul dans les conditions réelles (Tardu [5]).

I-2.2. EXEMPLES DE METHODES DE CONTROLE

Les méthodes de contrôle citées dans ce qui suit sont issues essentiellement des travaux de synthèse de Gad-el-Hak [4].

I-2.2.1. Modification de la forme de profils de vitesse

La première idée de contrôle consiste à modifier la forme des profils de vitesse susceptibles de générer le décollement, puisqu'un profil de vitesse « plein » ne décolle pas, alors que le profil de vitesse au niveau du point de décollement présente un point d'inflexion.

Plusieurs méthodes de retardement ou d'avancement du décollement vont alors consister à modifier la forme des profils de vitesse à proximité des parois d'obstacles. En particulier le retardement au décollement sera obtenu en conservant le long de la paroi le profil plein. La paroi est considérée comme une source de vorticité transverse et dans le cas contraire (provocation de décollement) la paroi est considérée comme un puits de vorticité. En application de ces méthodes, plusieurs techniques sont possibles :

a) Profilage

La modification de la forme de profil de vitesse peut être d'abord obtenue en changeant la forme de la paroi où se produit le décollement : profilage. Toutefois celui-ci permet également de retarder la transition laminaire-turbulent de la couche limite et, dans ce cas, la traînée est certes diminuée mais la couche limite laminaire est bien moins résistante aux gradients de pression adverses.

b) Aspiration

Cette méthode consiste à aspirer la couche limite vers la paroi avant qu'elle ne décolle. Prandtl (1904), qui fut le premier à expliquer les mécanismes du décollement, fut également le premier à utiliser le principe d'aspiration sur un cylindre circulaire.

c) Transfert de Chaleur

Les transferts de chaleur, de la paroi vers le fluide dans le cas des liquides, d'une part, et du fluide vers la paroi dans le cas des gaz, d'autre part, permettent également de changer la courbure des profils de vitesse. En effet, si une paroi en présence de gaz compressible est refroidie, la densité du gaz va augmenter et sa viscosité va diminuer provoquant un gradient de vitesse plus important à proximité de la paroi. Ces deux effets combinés permettent de rendre plus robuste la couche limite aux gradients de pression adverses. En revanche, une paroi chauffée en présence de liquide va diminuer la viscosité du fluide à proximité de la paroi. Sa densité restant quasiment constante, le point de décollement s'en trouve repoussé. De ces deux méthodes, basées sur la modification du gradient de viscosité, il existe des méthodes similaires utilisant le même principe : cavitation, sublimation, réactions chimiques, injection d'un fluide de viscosité différente.

d) Surfaces mobiles

Une surface mobile, dans le sens de l'écoulement, permet de diminuer la vitesse du mouvement relatif entre cette surface et l'écoulement libre. La croissance de la couche limite s'en trouvant inhibé, le point de décollement est repoussé. Toutefois cette méthode n'est efficace que pour des écoulements soumis à des gradients de pression adverses modérés.

I-2.2.2. Générateurs de turbulence

Le passage au régime turbulent permet d'améliorer les échanges de quantité de mouvement de l'écoulement extérieur vers la couche limite, par transport convectif. De ce fait, la couche limite turbulente possède plus d'énergie qu'une couche limite laminaire et résiste mieux aux gradients de pression adverses. C'est pourquoi de nombreuses méthodes sont basées sur l'avancement de la transition laminaire-turbulent, relevant de quatre techniques où grossièrement trois moyens sont possibles :

- diminuer le nombre de Reynolds critique de transition en modifiant, par exemple, le profil de vitesse à proximité de la paroi ;
- augmenter le taux d'accroissement des ondes de Tollmien-Schlichting, qui apparaissent à la transition, en les faisant interférer de manière constructive avec d'autres ondes ;

- introduire des éléments pouvant causer la transition. Ces perturbations peuvent être sous la forme de fil de transition ou de rugosités pariétales (dentelures, fil de transition, bosses,...) ;
- perturber le système par l'augmentation du niveau de turbulence de l'écoulement extérieur à la couche limite, par excitation acoustique, par vibration de surfaces ou générateurs de vortex.

Toutefois, il faut veiller à ne pas créer des couches limites turbulentes trop épaisses qui, causant l'augmentation du frottement pariétal, résistent moins au décollement qu'une couche limite turbulente fine et peuvent provoquer une baisse de rendement du dispositif. C'est pourquoi ces méthodes ne sont efficaces que pour des nombres de Reynolds modérés.

I-2.2.3. Injection locale de quantité de mouvement

L'injection locale de quantité de mouvement regroupe un ensemble de méthodes dont le point commun est la stimulation dynamique (forcing en anglais), qui consiste à fournir aux particules retardées de la couche limite une énergie additionnelle pour éviter le décollement. Cet ajout de quantité de mouvement provient soit d'une source extérieure (injection de masse par exemple), soit d'une re-direction locale de l'écoulement extérieur vers la couche limite.

Parmi ces méthodes, l'une d'elle a démontré récemment une efficacité intéressante dans les calculs numériques et dans les tests en laboratoire, il s'agit de la technique des jets synthétiques.

I-3. LA TECHNIQUE DES JETS SYNTHETIQUES

I-3.1. PRINCIPE

Le jet synthétique est un écoulement pulsé, généré par une cavité qui échange du fluide avec l'extérieur via un orifice, généralement une fente ou une série de trous (figure I.5). La membrane est pilotée, par un signal électrique, mécanique, magnétique ou autre, pour osciller à une fréquence bien déterminée. Quand la membrane comprime la cavité, le fluide est forcé à s'éjecter à travers l'orifice.

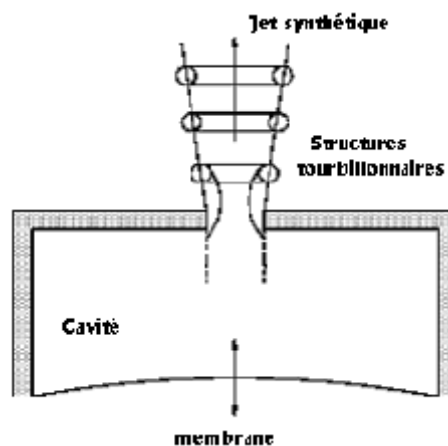


Figure I.5. Schéma d'un jet synthétique

Sur une période d'oscillation de la cavité, le bilan de masse échangée est nul. A proximité de l'orifice, les lignes de courant sont nécessairement fermées, comme le schématise McCormick [6] (figure I.6.a). Ceci induit la génération de structures tourbillonnaires dès la sortie de la fente, suite à la séparation de l'écoulement de la paroi. Les structures tourbillonnaires s'éloignent de la fente sous leur propre impulsion. Quand la membrane recule, le fluide extérieur à la cavité est entraîné vers l'intérieur. Si les structures tourbillonnaires générées lors de la phase de soufflage sont suffisamment éloignées, elles sont à l'abri de toute influence de l'aspiration et peuvent continuer leur convection (figure I.6.b).

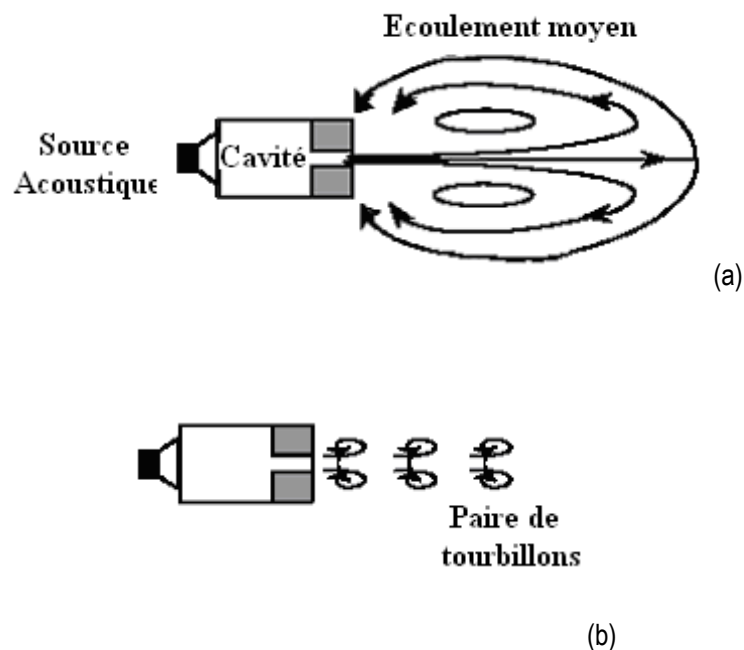


Figure I.6. Concept des jets synthétiques

Le phénomène «jet synthétique» est bien connu depuis longtemps. La figure I.7 est tirée à partir d'une référence [7] qui date de 1953. Cette figure montre l'évolution de la vitesse à la sortie de l'orifice en fonction de la fréquence. La ligne interrompue correspond au cas où le déplacement des particules fluides de la cavité est égal à l'épaisseur de l'orifice. Dans la région qui se trouve au dessous de la ligne interrompue, les particules fluides n'arrivent pas à se mélanger avec les particules extérieures. A proximité et au dessus de la ligne interrompue une turbulence significative est générée à la sortie de l'orifice et un écoulement fluide commence à se former par transformation de l'énergie acoustique. A des niveaux d'excitation plus importants, les particules fluides se dispersent bien à la sortie de l'orifice pour laisser le temps nécessaire à la formation d'une paire de tourbillons (tourbillon torique si l'ouverture est circulaire), s'éloigner de l'orifice et se convecter sous l'impulsion propre de la paire.

Ces dernières années, le jet synthétique a été largement étudié comme actionneur pour le contrôle des écoulements. Il a prouvé une efficacité nettement supérieure à celle obtenue par les écoulements stationnaires, les soufflages ou les aspirations, qu'ils soient continus ou pulsés.

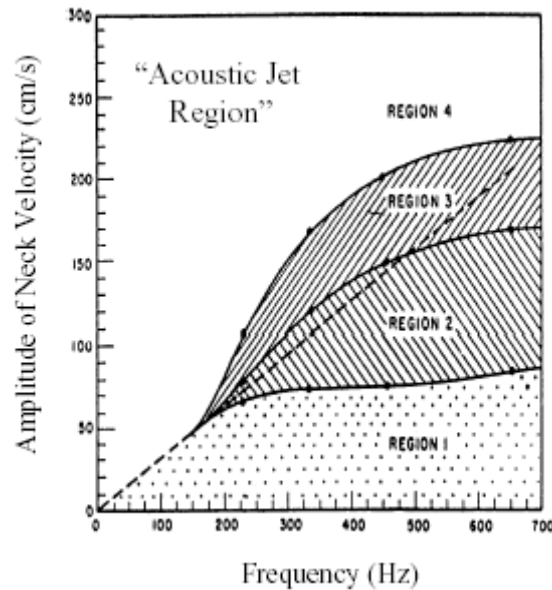


Figure I.7. Critère d'obtention d'un jet synthétique (d'après [7])

I-3.2. TRAVAUX SUR LES JETS SYNTHETIQUES

Actuellement, les jets synthétiques utilisés dans les dispositifs de contrôle de la littérature sont à faible nombre de Reynolds. Cependant, si les jets synthétiques doivent être appliqués en dehors des laboratoires, le nombre de Reynolds doit être très important. Aucune littérature n'a traité un jet synthétique 2D ayant un nombre de Reynolds plus grand que 2000. En dessous de cette valeur, les jets synthétiques sont largement étudiés que ce soit par voie expérimentale (Smith et Glezer (1998) [8], Béra et al. (2001) [9], ...) ou par voie numérique (Kral et al. (1997) [10], Rizzetta et al. (1999) [11], ...). Plusieurs travaux ont été également réalisés dans le but de comparer les jets synthétiques aux jets continus de même nombre de Reynolds. Dans la suite, on s'intéresse essentiellement aux travaux expérimentaux menés par deux équipes de recherche qui se sont investies énormément dans le domaine : le groupe américain de Los Alamos qui regroupe B. L. Smith et A. Glezer et le groupe français du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole centrale de Lyon formé par J.C. Béra et M. Sunyach.

I-3.2.1. Les travaux de l'équipe Glezer

Cette équipe était l'une des premières équipes de recherche à s'intéresser au jet synthétique en utilisant des systèmes à base de céramiques piézo-électriques (figure I.8).

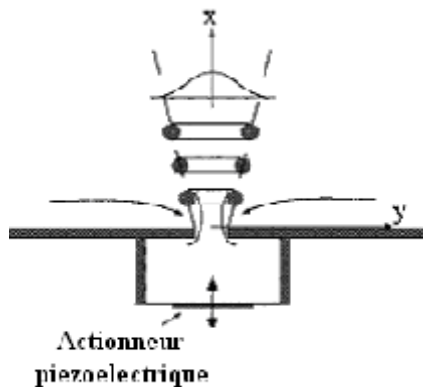


Figure I.8. Schéma du dispositif de jet synthétique utilisant un élément piézo-électrique

Dans une étude détaillée datant de 1998 [8], Smith et Glezer ont décrit pour la première fois la formation et l'évolution des jets synthétiques. Les auteurs ont utilisé une fente rectangulaire de largeur h et une cavité munie d'un disque piézo-électrique excité à la résonance ($f=1140$ Hz) pour synthétiser un jet d'air. Ils ont mis en évidence la formation de paires de structures contrarotatives à la sortie. La caractérisation de chaque paire de vortex a été effectuée par deux paramètres adimensionnels :

- la longueur de décharge (stroke length en anglais) :

$$L_o = \int_0^{T/2} u_o(t) dt \quad (1.1)$$

avec $T=1/f$: période d'excitation de la cavité et $u_o(t)$ la vitesse débitante du jet issu de la fente.

Cette longueur est égale à la distance parcourue par le fluide pendant la phase de soufflage. Smith et Glezer ont défini le temps $T/2$ comme temps de décharge et ont choisi une échelle de vitesse pour le jet synthétique, comme suit :

$$U_o = L_o f = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} u_o(t) dt \quad (1.2)$$

Ce qui a permis de définir un nombre de Reynolds basé sur cette échelle de vitesse $Re_{U_o} = \frac{U_o h}{\nu}$

- un nombre de Reynolds basé sur l'impulsion, associé à la décharge par unité de largeur

$Re_{I_o} = I_o / \mu h$ avec $I_o = \rho h \int_0^{T/2} u_o^2(t) dt$, ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité.

Dans leur étude, Smith et Glezer ont fait varier Re_{U_o} entre 104 et 489 par une variation du rapport $\frac{L_o}{h}$ entre 5.3 et 25. Dans cette gamme, les jets synthétiques étudiés sont similaires à des jets turbulents 2D conventionnels en termes de distributions transversales des composantes moyennes et de fluctuations de vitesse. Cependant, les jets synthétiques présentent quelques points de différences par rapport aux jets conventionnels, comme la décroissance de la vitesse débitante sur le centre du jet, qui est plus importante dans le cas d'un jet synthétique (décroissance en $x^{-0.58}$ pour le jet synthétique contre $x^{-0.5}$ pour un jet 2D conventionnel) et l'atténuation rapide du spectre d'énergie indiquant une grande dissipation à l'intérieur du jet et une réduction de l'énergie turbulente totale.

Les limitations des éléments piézo-électrique, notamment les faibles nombres de Reynolds atteints, la gamme de fréquence limitée à la fréquence de résonance, la difficulté de travailler à basse fréquence et surtout la faible puissance, déjà vérifiées par d'autres équipes de recherche dont l'équipe Lyonnaise, ont tourné l'attention de cette équipe vers les haut parleurs électrodynamiques qui offrent une gamme de vitesse plus importante et permettent de souffler plus fort. Le nouveau dispositif est décrit en détail par Smith et Swift (2003) [12]. Il est constitué d'une fente rectangulaire couplé à une cavité dans laquelle huit haut-parleurs électrodynamiques, de puissance nominale de

600 Watts, ont été attachés. Le dispositif peut générer une vitesse oscillatoire d'amplitude allant jusqu'à 50 m/s ce qui permet d'atteindre des nombres de Reynolds assez élevés (jusqu'à $Re_{U_0} = 14700$) à basses fréquences.

Des travaux de comparaison avec un jet continu ont été réalisés. Le jet continu peut être généré en arrêtant les haut-parleurs et en utilisant de l'air comprimé soufflé dans le plenum. La comparaison a été réalisée pour un jet continu ayant un nombre de Reynolds de 2200. Les mesures sont réalisées par anémométrie à fil chaud et par des photographies Schlieren synchronisées avec le signal d'excitation des haut-parleurs en utilisant des particules réfléchissantes de R134a.

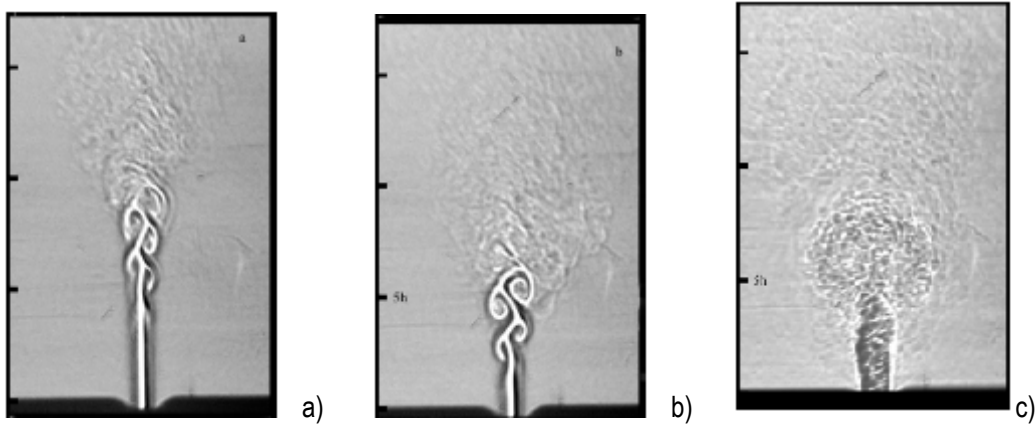


Figure I.9. Images Schlieren d'un jet continu avec $Re_h = 2200$.

(a) jet non excité, and (b) jet pulsé ($f=600\text{Hz}$, amplitude d'oscillation 5.5% de la vitesse moyenne) (c) Images Schlieren d'un jet synthétique ($L_0/h = 17.0$, $f=100\text{Hz}$ et $Re_{U_0} = 2200$) at $t/T = 0.25$.

Les images Schlieren (figure I.9) d'un jet continu à $Re_h = 2200$, montrent que le jet qui sort de la fente est laminaire. La transition à la turbulence s'effectue à environ $x/h=5$ où des instabilités de fréquence proche de 600Hz commencent à apparaître. L'introduction d'une composante oscillatoire d'amplitude 5.5% de la vitesse moyenne à une fréquence proche de la fréquence de Kelvin-Helmholtz ($f=600\text{Hz}$) engendre le déclenchement des instabilités un peu plus proche de la fente. Etant donné que le nombre de Strouhal ($St=fh/U$) est l'inverse de la longueur de mélange, les auteurs ont tenté d'utiliser ce nombre adimensionnel pour faire la comparaison avec le jet continu excité. Les auteurs concluent que :

- les jets synthétiques possèdent l'avantage de varier en fonction du temps sur des intervalles plus importants que les jets continus
- Au contraire du jet continu excité ou non, le jet synthétique est turbulent dès la sortie de la fente.
- L'expansion du jet synthétique commence plus tôt que les jets continus excité ou non. Les jets synthétiques augmentent plus vite en terme d'expansion latérale et débit volumique.
- Dans le voisinage de la fente, les jets synthétiques sont dominés par une paire de tourbillons ou vortex, ce qui entraîne plus de fluide extérieur que les jets continus.
- Les jets synthétiques montrent des ressemblances importantes avec les jets continus en termes de profils de vitesse rapportés à la vitesse sur l'axe.

I-3.2.2. Les travaux de l'équipe Béra-Sunyach

Cette équipe possède plusieurs années d'expérience dans le domaine. Elle a testé toutes sortes d'actionneurs destinés au contrôle des écoulements (actionneurs piézo-électriques [13], soufflage en continu, aspiration en continu, jet pulsé à composante continue et bien évidemment les jets alternatifs purs). Tous ces tests ont participé à l'option d'un actionneur électrodynamique, qui sera d'ailleurs employé dans la présente étude, utilisant un haut-parleur ordinaire de puissance modérée (35 W en général) pour comprimer une cavité de taille réduite, débouchant sur un orifice de petite taille par rapport à la membrane du haut-parleur (cf. figure I.10). La surpression ou la dépression de la cavité engendrent un soufflage ou une aspiration de fluide en sortie de l'orifice. Pour des conditions adaptées, le cycle soufflage-aspiration à débit moyen nul génère un jet synthétique.

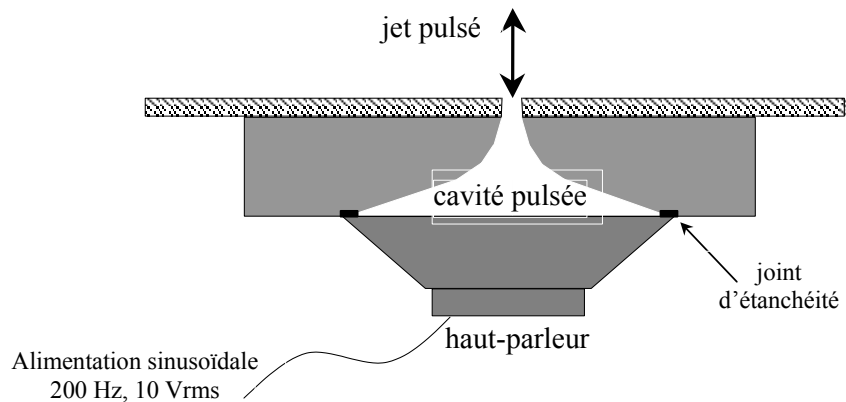


Figure I.10. Schéma du dispositif de jet synthétique utilisé par le groupe Béra-Sunyach

Une étude détaillée [9] des caractéristiques du jet synthétique bidimensionnel créé par un tel actionneur en l'absence d'écoulement extérieur, ainsi qu'une comparaison avec un jet conventionnel a été réalisées. L'écoulement en sortie de la fente d'injection a été caractérisé par anémométrie à fil chaud et anémométrie laser Doppler. De plus, l'utilisation de la technique PIV a permis la visualisation globale de l'écoulement créé. Les résultats obtenus sont similaires à ceux fournis par le groupe Glezer pour le cas d'un jet synthétique avec $Lo/h = 31.5$ and $Re_{U_0} = 420$ et deux jets continus ($Re=667$ et 1333).

Les champs moyens issus des mesures PIV montrent une parenté entre le jet synthétique et le jet conventionnel. Les auteurs ont noté, côté jet synthétique, l'existence d'un écoulement moyen en aval de l'orifice, malgré l'injection purement alternative. Ceci s'explique par la combinaison d'un soufflage directionnel et d'une aspiration omnidirectionnelle. Une grande particularité du jet synthétique est le très fort entraînement de fluide extérieur à la base du jet. Corrélativement, son développement spatial diffère du jet continu, notamment par un fort élargissement à la base du jet.

La synchronisation des mesures sur le signal sinusoïdal d'injection met en évidence la génération de paires de tourbillons contrarotatifs (figure I.11). Ces structures, qui naissent lors de la phase de soufflage, se retrouvent coupées de l'injecteur lors de la phase d'aspiration et convectées par leur propre dynamique. Le jet synthétique apparaît finalement assez organisé et dominé par ces grosses structures.

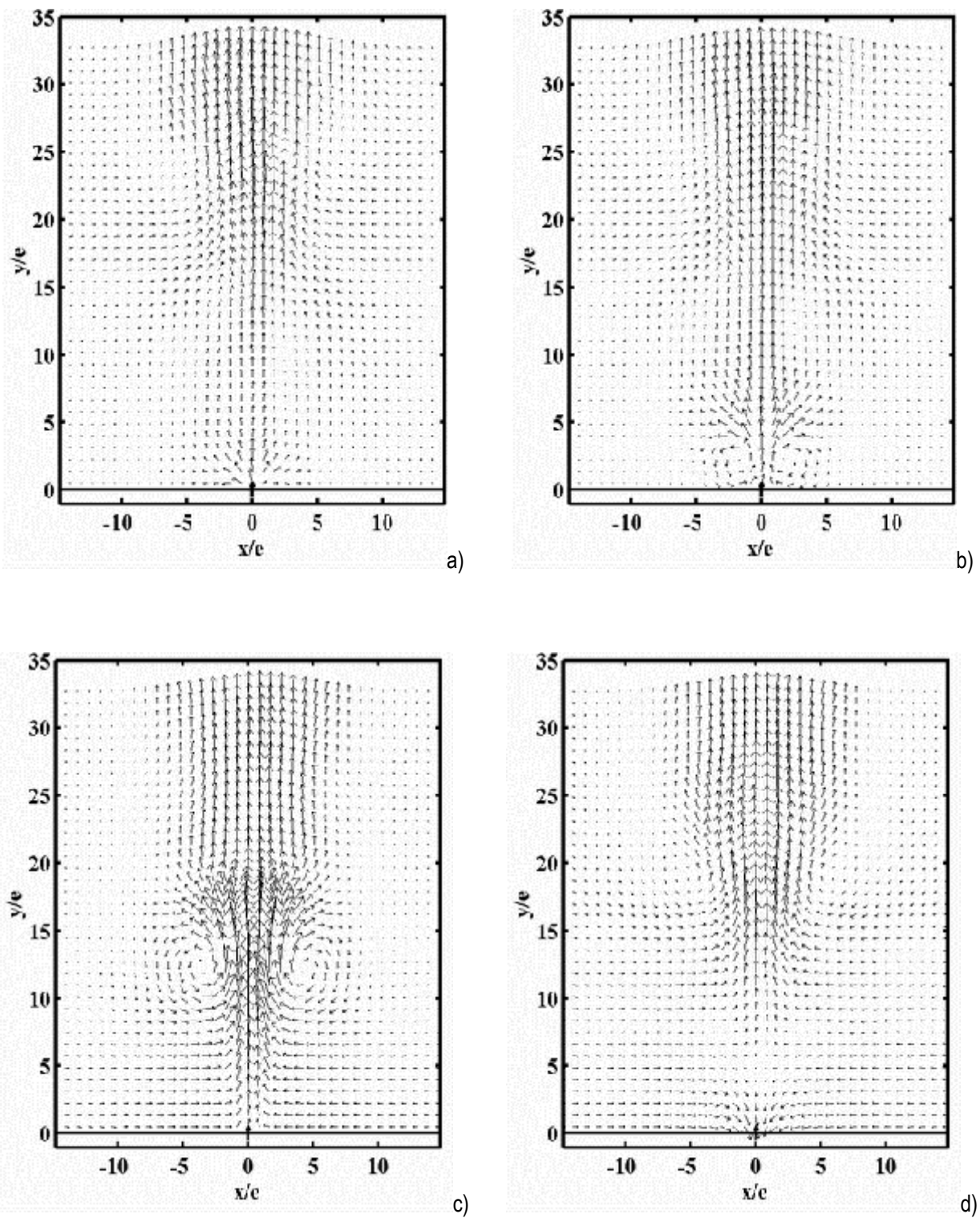
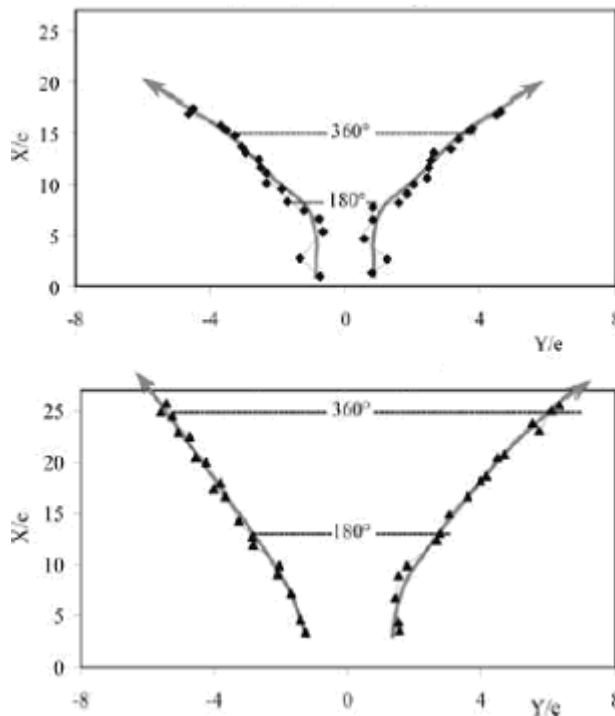


Figure I.11. Champs moyens issus des mesures PIV

a) début soufflage ; b) Formation des structures c) fin de soufflage ; d) phase d'aspiration et convection des structures tourbillonnaires



(a) cas d'un jet synthétique à composante continue

(b) cas d'un jet synthétique pure

Figure I.12. Comparaison des trajectoires des structures tourbillonnaires

La figure I.12 montre la trajectoire moyenne des paires de tourbillons avec un pas de 20° le long d'un cycle d'excitation de période $1/200$ s, ce qui permet de déterminer les vitesses de convection des paires de tourbillons. La vitesse est moins élevée pour le cas d'un jet synthétique que le cas du jet pulsé avec composante continue. Cependant, la vitesse de convection des tourbillons est très proche de la vitesse caractéristique U_0 , ce qui explique la dynamique de l'écoulement formé par le jet synthétique. La convection de la paire des tourbillons résulte essentiellement de sa propre impulsion. L'angle d'expansion est clairement plus important dans le cas du jet synthétique. Il faut noter aussi que sur les profils de vitesse débitante U/U_m , le jet synthétique présente une zone à vitesse négative due essentiellement à l'effet d'entraînement alors que la ressemblance des profils de vitesse transversales V/V_m est remarquable.

I-3.2.3. Principales caractéristiques d'un jet synthétique – Nombres adimensionnels

Pour caractériser le jet synthétique, on utilisera dans la suite de ce travail les grandeurs suivantes:

- La longueur de décharge (stroke Length en anglais)

$$L_o = \int_0^{T/2} u_o(t) dt = u_{o,max} \int_0^{T/2} \sin(2\pi ft) dt = \frac{u_{o,max}}{\pi f} \quad (1.3)$$

avec $T = \frac{1}{f}$: période d'excitation de la cavité, f : fréquence du jet synthétique, $u_o(t)$ la vitesse du jet issu de la

fente et $u_{o,max}$ l'amplitude du jet synthétique.

Elle permet de souligner le rôle de la paire de vortex contrarotatifs dans l'évolution du jet synthétique (cf. Smith et al. [14])

- L'échelle de vitesse pour le jet synthétique :

$$U_o = L_o f \quad (1.4)$$

Le nombre de Reynolds basé sur cette échelle de vitesse $Re_{U_o} = \frac{U_o h}{\nu}$, h étant la dimension caractéristique de la fente.

- Le nombre de Strouhal

$$St_{jet} = \frac{f h}{U_o} = \frac{h}{L_o} \quad (1.5)$$

- La vitesse efficace ou moyenne quadratique du jet synthétique

$$U_{eff} = \frac{1}{T} \sqrt{\int_0^T u_o^2(t) dt} \quad (1.6)$$

soit,

$$U_{eff} = \frac{u_{o,max}}{\sqrt{2}}$$

- Le coefficient de quantité de mouvement

$$C_\mu = \frac{2\rho_{jet} u_{o,max}^2 2h}{\rho_\infty U_\infty^2 D} \quad (1.7)$$

avec U_∞ , la vitesse moyenne de l'écoulement extérieur, ρ_{jet} et ρ_∞ désignent respectivement la masse volumique du jet synthétique et de l'écoulement extérieur et D la longueur caractéristique de la configuration étudiée.

I-3.3. EXEMPLES DE CONTROLE DES ECOULEMENTS PAR JETS SYNTHETIQUES

L'efficacité des jets synthétiques comme moyen de contrôle des écoulements a été testée ces dernières années dans plusieurs configurations aérodynamiques.

I-3.3.1. Ecoulement autour d'un obstacle

Comme exemple de contrôle par jet synthétique des écoulements autour d'un obstacle, on peut se référer au travail expérimental réalisé par l'équipe Béra-Sunyach. L'étude expérimentale [15] dont le dispositif est schématisé sur les figures ci-dessous, a été réalisée sur un cylindre de diamètre $D=10$ cm. Le contrôle oscillatoire est réalisé par un jet synthétique ($f=200$ Hz), normal à la paroi du cylindre, issu d'une fente de 10 cm d'envergure et de largeur $l=1.7$ mm, située à $+110^\circ$ du point d'arrêt.

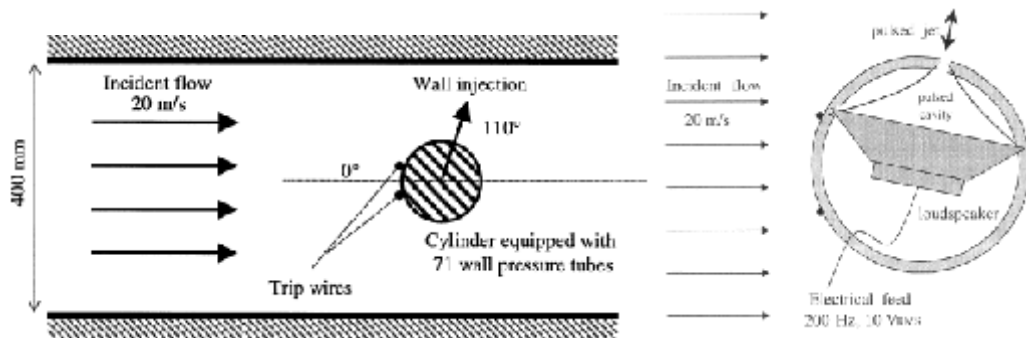


Figure I.13. Schéma du dispositif expérimental des expériences de Bera et al [15]

La caractérisation de l'écoulement sans et avec contrôle a été réalisée par PIV alors que l'effet global des jets synthétiques sur les efforts aérodynamiques a été confirmé sur le cylindre par des mesures de pression pariétale et de force résultante. Le mécanisme d'action des jets synthétiques engendre deux phénomènes : le meilleur attachement à la paroi de la couche limite excitée, et l'amélioration du mélange entre l'écoulement principal et la zone morte de sillage. Ces deux phénomènes agissent dans le même sens en rabattant l'écoulement extérieur issu du côté contrôlé pour combler le sillage, comme illustre la figure I.14.

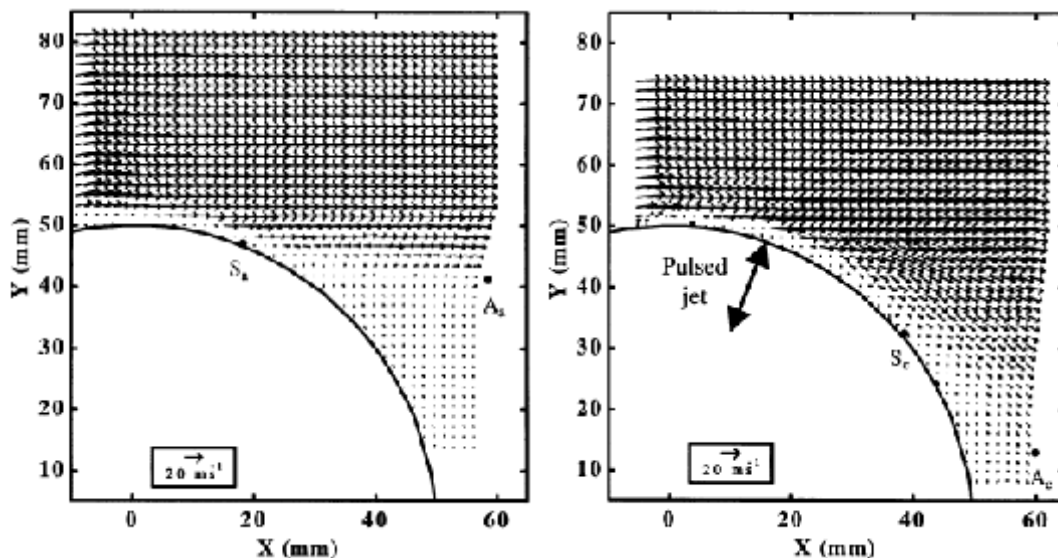


Figure I.14. Effet de l'injection pariétale sur le sillage derrière le cylindre [15]

I-3.3.2. Les jets

La vectorisation, l'augmentation de mélange et l'élargissement des jets par interaction avec des jets secondaires du même fluide ont fait l'objet de plusieurs recherches. On peut citer les travaux de Crow et Champagne (1971) [16], Koch et al. (1990) [17], Pack et Seifert (1999) [18] et de l'équipe B.L. Smith et Glezer (1997, 1999 et 2002) [19-20-21]. Crow et Champagne étaient les premiers à expliquer la réceptivité d'une couche limite de cisaillement des jets aux perturbations extérieures à proximité du plan de sortie du jet. Un attachement substantiel du jet à la paroi a été obtenu ensuite par Koch [17], lorsqu'il a employé des actionneurs azimuthaux à soufflage discontinu généré par des valves solénoïdales, pour stabiliser le battement d'un jet circulaire confiné à la sortie par un diffuseur. Deux types d'injections basées sur une excitation radiale (transversale) ou tangentielle, ont été testés. Le premier type pousse le jet primaire dans le même sens que l'écoulement, alors que le second type exploite l'effet Coanda

réalisé par la présence du diffuseur de confinement pour ramener le jet à la paroi coté excitation. Ces constatations ont été confirmées par Pack et Seifert [18] en utilisant des jets synthétiques à base d'élément piézo-électrique dont la fréquence de résonance est de 700Hz. Le jet primaire a été confiné à la sortie par un diffuseur à grand angle d'ouverture (demi-angle $>22^\circ$ de préférence) sans affecter l'écoulement de base et avec une distance de confinement deux fois plus grande que le diamètre du jet primaire. L'angle de déviation varie avec le coefficient de quantité de mouvement comme le montre la figure I.15 ($Re=3 \cdot 10^4$, $x/D=2.5$, X pour excitation tangentielle et R pour excitation radiale).

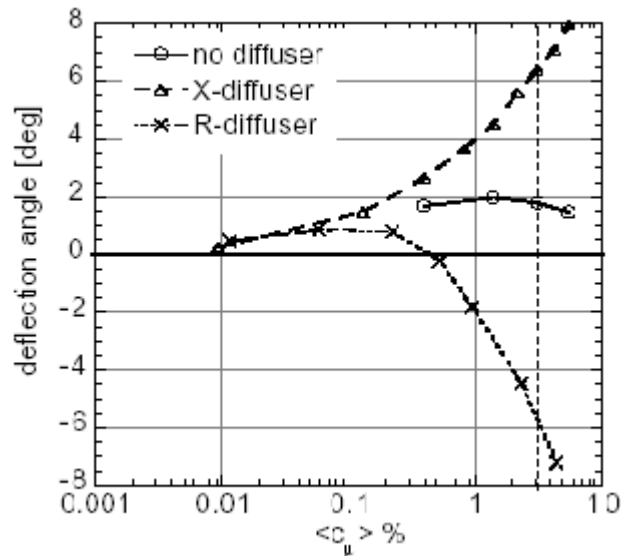


Figure I.15. Influence du taux de quantité de mouvement injectée, de la présence du diffuseur et la direction de l'injection sur l'angle de vectorisation d'après Pack et Seifert [18]

L'équipe Glezer a commencé à travailler sur l'interaction entre un jet conventionnel et un jet synthétique depuis une dizaine d'années. Dans une étude récente, Smith et Glezer (2002) [21], ont présenté une étude assez détaillée sur ce sujet en utilisant l'actionneur piézo-électrique déjà décrit (fréquence de résonance de 1120Hz). Le schéma du montage expérimental est représenté ci-dessous. On remarque l'absence de paroi de confinement puisque les auteurs ne sont pas convaincus de l'utilité de cet organe. Cependant, l'équipe a employé une petite marche de dimension s sur la figure.

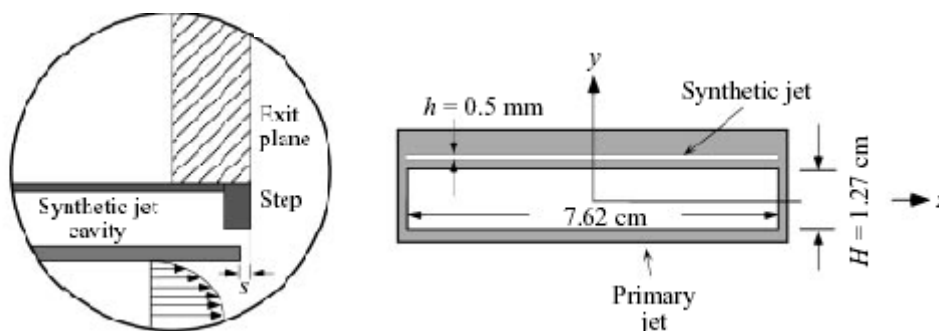


Figure I.16. Eléments du dispositif de contrôle des jets élaboré par Smith et Glezer [21]

Les auteurs se sont intéressés à l'identification, à la caractérisation par PIV et aux échelles qui affectent la vectorisation, sur une grande gamme allant du laminaire au turbulent. La figure suivante montre un exemple de résultat sur la vectorisation des jets où les lignes de courant ont été tracé pour un écoulement pour un cas laminaire et un cas turbulent sous l'influence d'un jet synthétique caractérisé par : $Lo/h = 19.7$, $Re_{U_0} = 380$, $f=1120$ et $s/h=1.5$. Les angles de déviation réalisés sous ces conditions sont 30° pour le cas laminaire et 12° pour le cas turbulent.

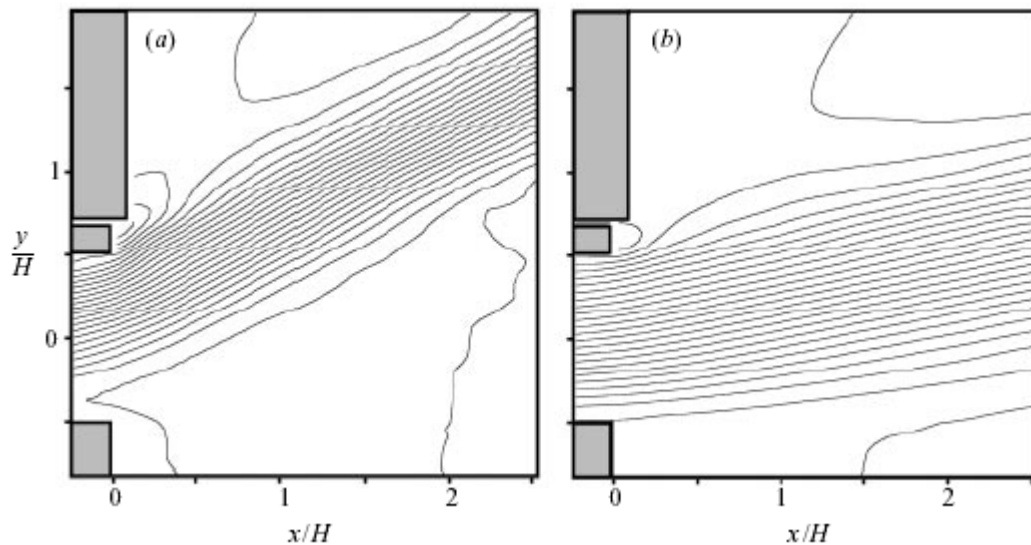


Figure I.17. Vectorisation d'un jet laminaire (à gauche) et turbulent (à droite) d'après [21]

I-3.3.3. Écoulements sur une plaque plane

Dans une étude expérimentale [22], Park et al. ont étudié le contrôle par jet synthétique d'une couche limite turbulente. Ils ont trouvé que le jet synthétique augmente le facteur de forme de la couche limite et réduit le frottement pariétal suite au changement observé au niveau du profil de vitesse transversale. La réduction du frottement paraît liée à l'augmentation de la fréquence d'excitation. Des mesures synchronisées avec le signal d'excitation ont révélé la génération de structures cohérentes par le contrôle, dont la taille est inversement proportionnelle à la fréquence d'excitation.

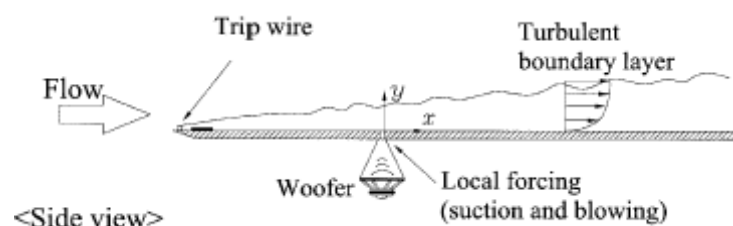


Figure I.18. Schéma du dispositif expérimental utilisé par Park et al. [22]

I-3.3.4. Les écoulements au travers les diffuseurs

La séparation des écoulements dans les diffuseurs résulte de la perte en pression et la dégradation des performances dans l'organe de diffusion. L'écoulement se sépare de la paroi divergente si l'angle de demi-ouverture

dépasse 6° . A partir de 22° , le point de séparation se situe au début de la paroi divergente. Des travaux expérimentaux menés sur les écoulements au travers des diffuseurs plans et symétriques ou sur des marches, ont montré que le contrôle par jet synthétique crée des structures tourbillonnaires dans la zone de cisaillement. Le développement de ces structures dépend de l'amplitude et de la fréquence de l'excitation pariétale. Huang et Fiedler [23] ont montré l'existence de faibles fréquences au niveau des fluctuations de la vitesse débitante dans la zone de cisaillement et au niveau du point de rattachement alors que Obi et al. [24] ont confirmé que la réponse du fluide à une excitation périodique (générée par un haut parleur) varie de façon importante avec l'amplitude et la fréquence. La réduction de la séparation assure l'augmentation de la quantité de mouvement au travers le diffuseur grâce au mouvement oscillatoire très organisé du fluide. Cet effet est visible dans une gamme du nombre de Strouhal (basé sur la hauteur H du diffuseur et la vitesse moyenne à l'entrée U_∞) $St_H = f.H/U_\infty = 0.1$ dans le cas d'un diffuseur à demi-angle d'ouverture de 10° et un rapport de l'amplitude de vitesse d'injection et de la vitesse de l'écoulement à l'entrée, v_i^+ de 0.5. La longueur de rattachement est largement réduite et le recouvrement de pression augmente (pour $St_H = 0.03$, l'augmentation du recouvrement en pression est de 5% pour $v_i^+ = 0.35$ et de 10% pour $v_i^+ = 0.5$).

Dans un travail récent (2003), Brunn et al. [25] ont étudié le cas d'un diffuseur axisymétrique avec un demi-angle de 18° , un rapport de section de $AR = \left(D_2/D_1\right)^2 = 2.56$ et un nombre de Reynolds de 10^4 . La fente a été placée dans le coin supérieur de la paroi divergente en adoptant la suggestion de Coller et al. [26] d'utiliser une inclinaison de 45° par rapport à la direction de l'écoulement moyen. Les auteurs ont trouvé que la plus importante réduction (40 %) de la distance de rattachement s'obtient à $St_D = 0.24$ et $0.19 < v_i^+ < 0.66$. Les résultats ont été confirmés de façon numérique en atteignant pour $St_D = 0.27$ les valeurs 25%, 30% et 37% pour des valeurs de v_i^+ respectivement égales à 0.5, 1 et 2. Les auteurs ont remarqué la disparition sous l'effet du contrôle du mouvement de basculement (flapping) de l'écoulement observé sous les conditions naturelles et la disparition de la séparation pendant quelques périodes de la phase d'excitation.

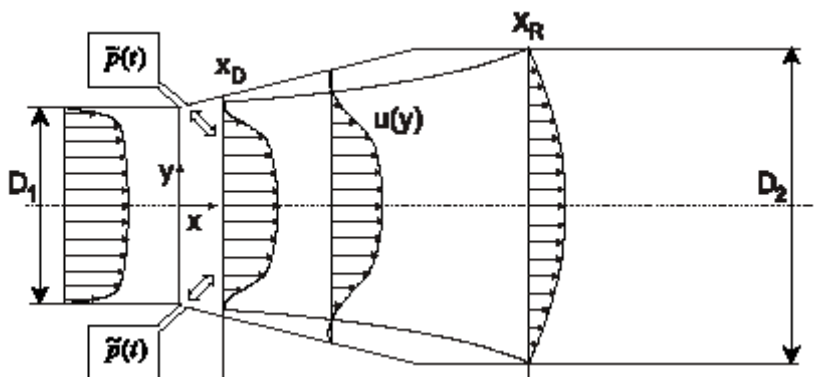


Figure I.19. Représentation de la configuration étudiée par Brunn et al. [25]

I-4. CONCLUSION

Dans ce chapitre, une introduction à la notion de contrôle ainsi que des éléments bibliographiques sur les jets synthétiques et leurs applications ont été dressés. Il ressort de cette étude bibliographique que les jets synthétiques ont montré jusqu'à présent une grande efficacité dans le domaine du contrôle des écoulements et sont par conséquent de plus en plus utilisés. Sur le plan technologique, l'avantage de l'utilisation des haut-parleurs vis-à-vis d'autres actionneurs de type mécanique ou piézo-électrique est que le haut-parleur est caractérisé, en basses fréquences, par d'importants débattements de sa membrane qui lui confèrent une bonne efficacité pour comprimer la cavité dans laquelle il va devoir osciller. Sa facilité d'emploi et l'amplitude de son débattement en font un actionneur de laboratoire très pratique pour générer des jets synthétiques.

*Chapitre II. Vélodimétrie par
Images de Particules*

La connaissance de l'aérodynamique, et particulièrement la dynamique de l'écoulement, est importante dans plusieurs applications industrielles. Parmi les diverses méthodes de mesure qui ont été développées pour mesurer un champ de vitesse, on cite principalement l'anémométrie à fil chaud, la vélocimétrie Doppler laser et la vélocimétrie par imagerie de particules.

L'anémométrie à fil chaud et la vélocimétrie Doppler ont été largement étudiées dans le passé. Elles sont très efficaces dans les écoulements monodimensionnels et permet de mesurer la vitesse moyenne, l'intensité de la turbulence, le spectre d'énergie, les échelles de turbulence, les moments d'ordre trois et quatre etc. Cependant, ces méthodes ne sont pas utilisables dans les écoulements décollés et ceux présentant une zone de recirculation ou des instabilités à grandes échelles. La vélocimétrie par images de particules (pour Particle Image Velocimetry ou PIV) offre des solutions à ces problèmes et elle est largement exploitée dans cette étude expérimentale.

Ce chapitre sera consacré à une étude bibliographique sur la technique de vélocimétrie par imagerie de particules. Dans un premier lieu, on exposera l'historique de la technique et on décrira le principe de fonctionnement. Dans un second lieu, on présentera les caractéristiques de la chaîne de mesure utilisée dans cette étude.

II-1. PANORAMA GENERAL DE LA PIV

II-1.1. BREF RAPPEL DE L'HISTORIQUE DE LA PIV

Avant l'arrivée des techniques optiques comme la PIV, on disposait de méthodes utilisant des sondes telles que les tubes de Pitot ou les anémomètres à fil chaud. L'anémométrie à fil chaud est très efficace dans les écoulements monodimensionnels et permet de mesurer la vitesse moyenne, l'intensité de la turbulence, le spectre d'énergie, les échelles de turbulence, les moments d'ordre trois et quatre, etc. Cependant, cette méthode n'est pas utilisable dans les écoulements présentant une zone de recirculation ou une intensité de turbulence élevée. En plus, l'étalonnage devient compliqué dans les applications où il y a variation de la température et de la pression. Ce n'est qu'avec l'apparition de la première technique optique, l'anémométrie laser à effet Doppler (ou LDA pour Laser Doppler Anemometry), qu'un progrès important a été accompli. La vélocimétrie Doppler laser est applicable dans une très large gamme d'écoulements complexes. De plus, elle a une bonne résolution spatiale pour mesurer la vitesse. Toutefois, cette méthode qui exige des accès optiques ne donne qu'une évaluation locale de la vitesse et ne permet pas d'identifier les écoulements qui présentent des instabilités à grandes échelles. C'est donc naturellement que les recherches se sont poursuivies pour mettre au point une technique toujours non intrusive mais permettant de mesurer la vitesse en plusieurs points simultanément, ce qui aboutit à l'apparition de la PIV.

L'aptitude de la PIV à accéder à la répartition spatiale du vecteur vitesse en fait une technique de vélocimétrie complémentaire aux techniques déjà existantes. Les avantages de ce type d'instrumentation sont nombreux. Par exemple, les mesures effectuées dans les installations expérimentales peuvent être entreprises sans avoir à supposer une parfaite reproduction des conditions d'essai. De plus, dans un grand nombre de cas, le temps d'essai peut être réduit au minimum. Enfin, avec la PIV, il est possible d'accéder à des quantités qui autrefois étaient impossibles à mesurer, telles que la vorticité instantanée par exemple.

D'après la référence [27], les pionniers de la PIV se sont basés sur la technique du «laser speckle» qui avait été mise en œuvre dans les années 1970 pour mesurer les déformations des solides soumis à des contraintes. Ce sont, ensuite, les travaux de Dudderar et Simpkins (1977) [28], qui ont lancé le principe global de la mesure PIV en cherchant à visualiser le déplacement de particules dans un écoulement pour déterminer la vitesse du fluide porteur. L'idée de base était a priori simple, le problème majeur étant la mesure précise de ce déplacement. A l'époque, ne disposant pas des moyens informatiques actuels, le déplacement du traceur était évalué par la méthode des franges d'Young, d'où la naissance de la PIV sous le nom de Laser Speckle Velocimetry. Ce sont les travaux d'Adrain [29], qui a d'ailleurs été le premier à introduire l'appellation PIV en 1984, qui peuvent être considérés comme les premières expériences PIV. La technique passe ensuite au numérique. Le principe était de visualiser par deux images successives le déplacement de particules de traceur dans un écoulement. Les années suivantes ne sont qu'une succession de découvertes et d'avancées technologiques qui améliorent la méthode initiale.

Avant son passage au numérique, la PIV enregistrait des images photographiques en illuminant deux fois consécutives un écoulement à l'aide d'un laser. L'intérêt était la haute définition du support argentique. Mais, les inconvénients étaient importants comme l'impossibilité de vérifier les résultats de prise de vue avant développement final de la pellicule. La technique photographique présentant des inconvénients pratiques, on essaya alors de faciliter l'emploi de la PIV, en se tournant vers un domaine en plein essor, la vidéo. Pourtant, l'emploi de cette technique amenait a priori une perte de résolution liée à la définition limitée des premiers capteurs vidéo, et donc à une perte de précision de mesure. Il fallut attendre le début des années 1990 pour que cet inconvénient soit atténué et que les caméras vidéo soient suffisamment développées pour pouvoir remplacer la photographie dans les montages PIV. Un grand pas fut alors franchi, car il était à présent possible de visualiser directement les images de l'écoulement en reliant la caméra à un ordinateur pour numériser les visualisations, les champs de vitesses pouvaient être atteints avec un minimum de manipulations.

Vers la fin des années 1980, des analyses d'images par autocorrélation numérique ont commencé à être pratiquées. Au début des années 1990, des caméras CCD ont été mises en œuvre et des mesures par intercorrélation ont été réalisées. Les progrès des ordinateurs, en particulier les PC, ont permis à ces méthodes de s'imposer graduellement parce qu'il est très difficile, voire impossible, de traiter manuellement deux images successives d'un écoulement pour en déterminer le champ de vitesse avec précision. L'ensemencement qu'exige la PIV rend illusoire le fait de vouloir y appliquer un traitement manuel, particule par particule. Il est évidemment possible d'utiliser un nombre plus faible de particules pour pouvoir retrouver chacun des déplacements mais, en contrepartie, l'ensemencement sera alors insuffisant pour couvrir la totalité de l'espace de mesure et on perdra de

l'information. Dans ce cas, nous parlons de suivi de particules, la PTV, pour Particle Tracking Velocimetry. La concentration est en effet suffisamment faible pour discerner le déplacement de chacune des particules indépendamment.

Les systèmes commerciaux de PIV sont apparus sur le marché relativement tard et leur essor est essentiellement lié aux améliorations des performances des caméras CCD et des systèmes de traitement des images. La caméra CCD a permis d'effectuer des mesures basées sur plusieurs dizaines d'images et les statistiques de vitesse ont pu être calculées. La limitation principale résidait dans le temps de traitement des images qui pouvait être important. Enfin, les ordinateurs récents et les améliorations des logiciels de traitement ont permis l'accès à des mesures de champs de vitesses par milliers, voire des dizaines de milliers, ouvrant ainsi la voie aux calculs statistiques réellement précis. Dans le domaine des logiciels de traitement, les étapes marquantes ont été l'intercorrélation, l'interpolation sous-pixel et la corrélation adaptative qui ont conduit à des mesures robustes et précises.

II-1.2. PRINCIPE DE LA PIV

Le principe général de la PIV (figure II.1) consiste à visualiser entre deux instants des particules se déplaçant dans un écoulement au travers d'un plan lumineux. Pour cela, on illumine l'écoulement grâce à une nappe laser et on définit ainsi une zone de mesure. En diffusant cette lumière, les particules sont rendues visibles et on peut enregistrer à deux instants différents leur position grâce à une caméra placée perpendiculairement au plan de mesure. En connaissant le temps entre les deux prises de vue, on remonte ainsi, grâce à une analyse d'images permettant d'accéder au déplacement des particules, au champ des vitesses dans l'écoulement par la relation:

$$\vec{V} = \frac{\Delta \vec{x}}{\Delta t} \quad (\text{II.1})$$

La mise en œuvre de la technique de mesure repose sur quatre étapes :

- L'ensemencement de l'écoulement ;
- La création d'un plan lumineux ;
- L'acquisition d'images ;
- Le post-traitement des données.

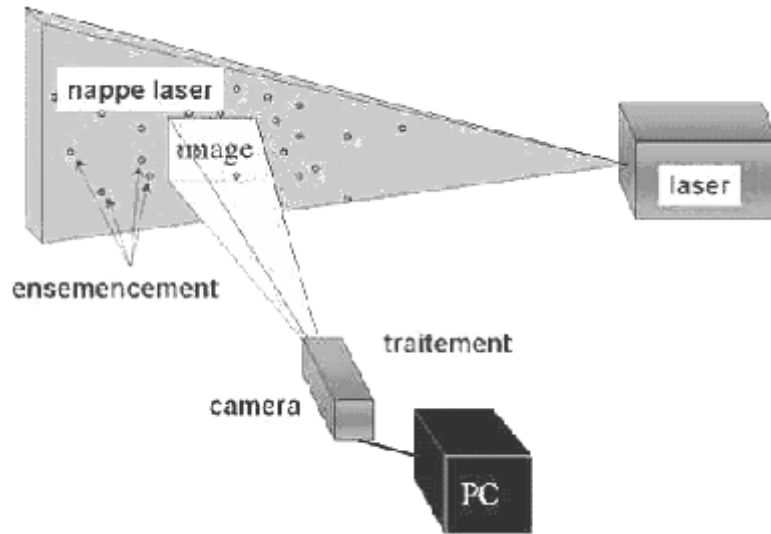


Figure II.1. Principe de la PIV

II-1.2.1. L'ensemencement

D'après la description du principe général, on constate que l'on ne mesure pas directement la vitesse du fluide mais celle des particules du traceur, comme en vélocimétrie Doppler. Il est donc nécessaire de prendre une précaution essentielle quant au choix de ces particules. Elles devront suivre le plus parfaitement possible l'écoulement sous peine de ne plus mesurer la vitesse du fluide, mais celle de la phase dispersée. Il convient pour cela d'essayer d'approcher au mieux la densité du milieu à étudier et d'avoir des tailles de particules relativement faibles. D'un point de vue pratique, trouver des particules idéales répondant à ces deux critères n'est pas simple, car il ne faut pas perdre de vue l'intérêt premier de ces particules qui est de diffuser la lumière. Or, de façon évidente, plus la particule sera petite, mieux elle suivra l'écoulement mais, par contre, moins elle sera réfléchissante. Pour ces raisons, un compromis doit être trouvé entre taille, densité et diffusion (figure II.2).

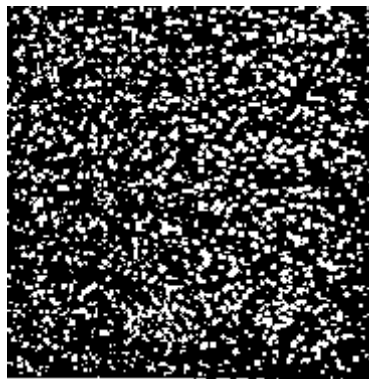


Figure II 2. Exemple d'ensemencement type en PIV

(image Dante® [30])

II-1.2.2. Illumination laser

Pour créer le plan lumineux, on utilise généralement un montage optique à base de lentilles cylindriques, de prismes ou de miroirs. Il est aussi possible d'utiliser une fibre optique qui facilite sensiblement l'utilisation, en permettant de positionner aisément le plan laser dans l'écoulement étudié.

La caractérisation de la diffusion d'une particule peut être schématisée par le diagramme de Mie qui donne sous forme de distribution polaire l'énergie diffusée pour une lumière incidente donnée. Un exemple est montré sur la Figure II.3. En PIV, la caméra est placée perpendiculairement au plan de mesure (90° sur le diagramme de Mie), ce qui ne correspond pas à une faible diffusion comme la montre la Figure II.3. Par rapport aux diffusions avant et arrière utilisées en vélocimétrie laser Doppler, on perd respectivement les facteurs 10^6 et 10^2 . Le laser à utiliser devra donc être puissant. De plus, il est important d'obtenir le meilleur contraste possible entre phase porteuse et particules afin de faciliter le traitement numérique (amélioration du rapport signal sur bruit).

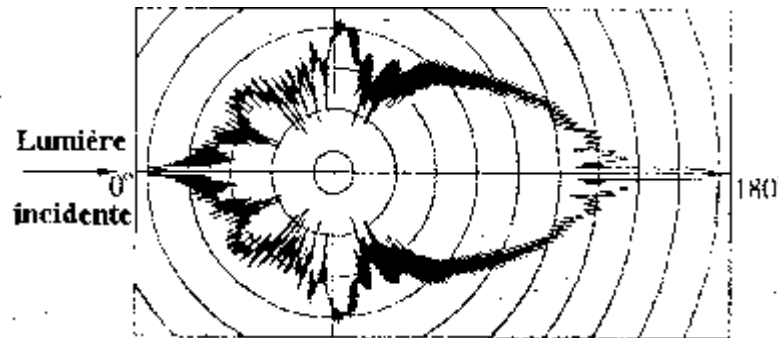


Figure II.3. Lumière diffusée par une particule sphérique de verre de diamètre 10^{-5} m placée dans l'eau
(Raffel et al., 1998 [27])

Le choix de la source laser dépend de l'application. On peut utiliser soit des lasers continus, soit des lasers pulsés. Les lasers pulsés type Nd-Yag, pour Neodymium-doped-Yttrium Aluminum Garnet, sont couramment employés pour les mesures de vitesses élevées, ce qui les prédestine aux utilisations dans l'air. Les ions actifs sont du Néodym Nd^{+3} , et le matériau hôte un mono-cristal d' Yttrium-Aluminium-Garnet. Ils ont l'avantage de fournir un éclairage impulsionnel très bref (5 à 10 ns) avec un temps entre chaque émission allant d'une micro-seconde à quelques millisecondes. L'énergie émise peut atteindre 400 mJ. Il convient de signaler que le laser Nd:YAG émet de la lumière dans l'infrarouge à une longueur d'onde de 1064 nm. Pour des mesures PIV, cette longueur ne convient pas, car peu de caméras y sont sensibles. En général, la plupart des caméras sont sensibles à des longueurs d'onde dans le bleu vert. C'est pour cette raison que l'on utilise un dispositif spécifique pour modifier la longueur d'onde par fréquence doublée: celle-ci passe donc de 1064 à 532 nm. Le diamètre du faisceau laser issu d'un Nd : YAG est de l'ordre 1cm. Un réglage précis est nécessaire pour que les deux tranches laser issues des deux cavités soient confondues.

Pour des applications en milieu liquide, il est possible d'utiliser des lasers continus Argon-Ion qui sont par ailleurs moins onéreux. Pour créer les impulsions, on a alors recours à un obturateur mécanique ou électro-optique. Généralement, la puissance de ces lasers est de l'ordre de 5 W.

Progression oblige, les lasers à des taux de répétition très élevés (jusqu'à 10 kHz) commencent à apparaître sur le marché pour permettre la réalisation des suivis temporels des écoulements. Ces nouveaux lasers sont soit des lasers à vapeur de cuivre de type Rubis qui émettent dans le rouge, soit des lasers Eximer à base de diodes.

II-1.2.3. Prises d'images

La prise d'images est essentiellement assurée de nos jours par des caméras numériques CCD (Charged Coupled Device) qui ont largement remplacé les supports photographiques (film noir et blanc, sensible et à fort contraste) utilisés au début de l'ère PIV. Il existe un grand nombre de caméras différentes pouvant être utilisées en PIV. Ce domaine est en progrès constant, avec des caméras de plus en plus rapides et des résolutions toujours croissantes. Les films photographiques rapides restent cependant les seuls supports disponibles pour permettre le suivi temporel de l'écoulement.

Les camera CCD utilisent des colonnes de pixels associées à des colonnes de registres de stockage temporaires adjacents à chaque colonne de pixels (Figure II.4). Chaque image inclut $m \times n$ pixels ou cellules sensibles de lumière, de nombre égal au nombre de cellules de stockage qui ne seront jamais exposées à la lumière. La première pulsation laser est synchronisée pour illuminer la première image, qui sera transférée ensuite depuis les cellules sensibles aux registres de stockage immédiatement après la pulsation laser. La seconde pulsation illumine ensuite la deuxième image. Les cellules de stockage contiennent à cet instant la première image. Le transfert d'une image sur le registre est effectué en moins d'une micro-seconde. Les deux images sont ensuite transférées séquentiellement à la sortie de la caméra pour acquisition et traitement par le processeur de traitement. Cette étape peut prendre un temps plus long, ce qui n'est pas pénalisant puisque l'on doit tenir compte de la fréquence de répétition du laser ou utiliser des signaux de déclenchement extérieur pour les mesures conditionnelles.

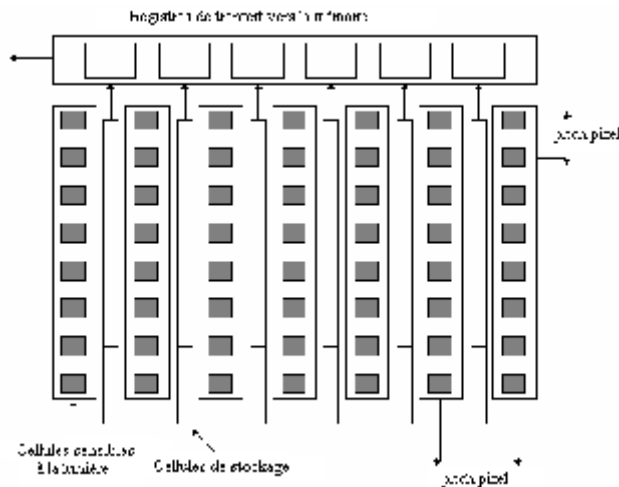


Figure II.4. Illustration schématique des pixels sensibles et des cellules de stockage d'une caméra CCD [30]

La facilité accrue de la saisie d'images et la rapidité de plus en plus grande des logiciels de traitement invite les chercheurs à acquérir un nombre de plus en plus grand d'images. Il est fréquent que des mesures soient effectuées sur plusieurs milliers d'images, voire plusieurs dizaines de milliers. Il résulte de cette situation que malgré les capacités considérables de stockage des ordinateurs actuels, il devient de plus en plus difficile de gérer ces énormes quantités de données. De plus, la résolution de plus en plus élevée des caméras entraîne une augmentation

significative de la taille des fichiers images. Si on considère une caméra à 12 bits et de résolution 1280 X 1024 bits, chaque couple d'images nécessitera 5,12 MBytes et, si on veut enregistrer 1000, il faudra 5,12 GBytes. Un tel chiffre constitue à l'heure actuelle un minimum pour pouvoir effectuer des statistiques correctes, et il faudra une dizaine de CDROM pour les archiver. Lorsque l'on veut des statistiques valables ou des séries chronologiques, il n'est pas rare de devoir enregistrer jusqu'à 10000 couples d'images. On arrive alors à 51,2 Gbytes d'information à stocker. Ce problème n'est pas trivial et l'on constate que la masse de données à stocker augmente plus vite que la capacité des ordinateurs. La compression n'est pas une solution satisfaisante puisqu'elle tend à dégrader l'information. N'oublions pas que des caméras 2048 X 2048 sont déjà disponibles et que cela multiplie par 4 les tailles des fichiers. De plus, comme les traitements deviennent plus perfectionnés constamment, il est intéressant d'archiver les images brutes enregistrées pour pouvoir les re-traiter plus tard.

II-1.2.4. Traitement des images

Après numérisation, les images doivent être traitées afin d'en déduire le champ des vitesses. Pour cela, deux méthodes sont principalement employées l'autocorrélation et l'intercorrélation. Globalement, ces deux techniques suivent le même schéma. Les images numérisées sont initialement divisées en un grand nombre de fenêtres ou zones d'interrogation. Les zones d'interrogation ont des dimensions qui sont en puissance de 2, du fait des transformées de Fourier qui sont à effectuer. On cherche ensuite à remonter au déplacement moyen des particules dans chacune des zones entre les deux acquisitions successives, le résultat final étant donc un champ de vitesses.

L'autocorrélation utilise une image unique sur laquelle sont enregistrées en superposition les deux acquisitions. Historiquement, cette méthode fut la première employée. L'avantage de l'autocorrélation est que l'enregistrement sur une seule image permet de doubler la fréquence d'acquisition. Cette technique a toutefois un défaut majeur, l'ambiguïté du signe de la vitesse. Cela s'explique simplement car les deux acquisitions étant sur une seule image, il est impossible de discerner les positions des particules appartenant à la première ou la deuxième acquisition. On ne connaît donc pas le sens de déplacement des particules. Cela n'est pas un problème lorsque l'écoulement suit une direction unique, mais ce n'est pas le cas pour les écoulements complexes avec recirculations et structures tourbillonnaires. Pour lever cette ambiguïté, l'intercorrélation a été développée, où chaque acquisition correspond à une image différente, les deux images étant corrélées par la suite.

L'algorithme d'intercorrélation est basé sur une comparaison des niveaux de gris des deux images. Le résultat est une fonction centrée sur le déplacement moyen des particules dans la zone étudiée. Le pic principal donne l'amplitude du mouvement moyen dans la zone de corrélation, et donc la vitesse recherchée.

a) Principe de l'intercorrélation

L'évolution spatio-temporelle des traceurs constitue une succession de tracés qui produisent chaque image à partir de la précédente (Figure II.5). La transformation d'image des traceurs peut être exprimée par le déplacement local $d(x,y)$ que produit l'image des traceurs après un intervalle de temps Δt .

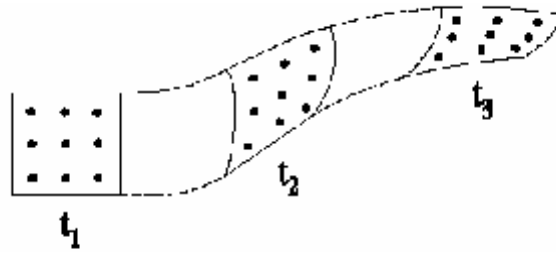


Figure II.5. Evolution spatio-temporelle des traceurs

Le traitement par intercorrélation est appliqué pour mesurer le niveau de correspondance entre images de traceurs subséquentes représentées par deux fonctions f et g . On peut généraliser le procédé de correspondance comme une optimisation de l'opérateur :

$$\max_d \int_W f(x, y) g(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy \quad (II.2)$$

où $d(x,y)$ est le paramètre à déterminer, qui maximise la fonction de corrélation entre les fonctions f et g . La formule retourne sous certaines hypothèses le déplacement le plus probable de l'ensemble des traceurs qui appartiennent à la zone d'interrogation W .

L'équation (II.2) rapporte une correspondance exacte quand le déplacement est uniforme à travers la zone d'interrogation. Une formule plus générale est obtenue quand on tient compte de la variation spatiale du déplacement :

$$\max_d \int_W f(x, y) g[x + \Delta x(x, y), y + \Delta y(x, y)] dx dy \quad (II.3)$$

b) Intercorrélation de base – Limitations

L'algorithme de base de l'intercorrélation consiste à diviser la paire d'images issues des mesures PIV en des zones dites d'interrogation (noté ZI) de taille $N \times N$ pixels² afin de déterminer les déplacements à réaliser à l'intérieur de chaque zone de l'image 1 pour obtenir le maximum de correspondance avec la zone correspondante sur l'image 2. Numériquement cela revient à numériser chaque image en lui associant deux fonctions f et g décrivant l'intensité de lumière dans chacune.

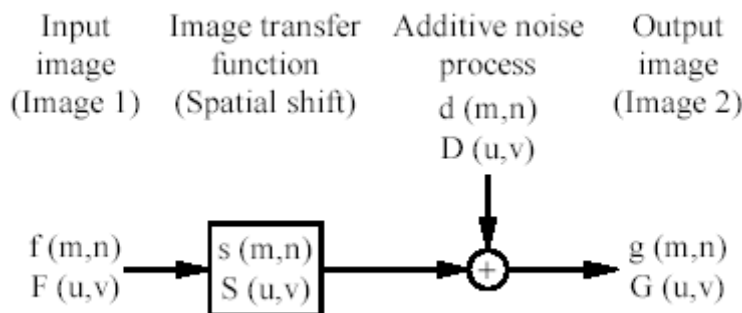


Figure II.6. Schéma de l'algorithme de base de l'intercorrélation [30]

Le problème (Figure II.6) se réduit à déterminer la fonction de transfert image $s(m,n)$ qui permet d'obtenir en présence d'un bruit $d(m,n)$, la fonction de sortie $g(m,n)$ à partir d'une fonction d'entrée $f(m,n)$, toutes deux connues

(obtenues par mesures) sur la zone d'interrogation correspondante repérée par le couple (m,n) sur chacune des deux images. Les fonctions $F(u,v)$, $S(u,v)$, $D(u,v)$ et $G(u,v)$ représentent respectivement les transformées de Fourier des fonctions $f(m,n)$, $s(m,n)$, $d(m,n)$ et $g(m,n)$ dans l'espace des fréquences de coordonnées u et v .

En utilisant la théorie statistique de l'intercorrélation spatiale sous sa forme discrète appliquée aux fonctions représentatives des images échantillonnées, on peut écrire :

$$\phi_{mn} = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{r=-\infty}^{r=\infty} f(k, r)g(k + m, r + n) \quad (II.4)$$

Le calcul se simplifie énormément si on l'exécute dans le domaine fréquentiel où le produit de corrélation des deux fonctions $f(m,n)$ et $g(m,n)$ se limite à un simple produit entre leurs transformées de Fourier $F(u,v)$ et $G(u,v)$. L'accélération de l'exécution de cette étape peut se faire en optant pour des zones d'interrogation de taille carrée et multiple de 2 (par exemple 4, 16, 32, ...), ce qui permet de bénéficier de l'apport de l'algorithme de la transformée de Fourier rapide (FFT pour fast Fourier transform en anglais). Le calcul de la corrélation dans le domaine fréquentiel et le passage ensuite au domaine physique permet d'obtenir la fonction de corrélation $\phi(m, n)$ qui présente un maximum, dit pic de corrélation. La position de ce pic par rapport au centre de la matrice nous renseigne sur le déplacement $s(m,n)$ recherché. On en déduit les deux déplacements dx et dy à effectuer dans la zone d'interrogation par l'ensemble des particules présentes à l'intérieur pour obtenir un maximum de correspondance avec la zone d'interrogation en face dans l'autre image. L'algorithme de l'intercorrélation est schématisé sur la figure II.7.

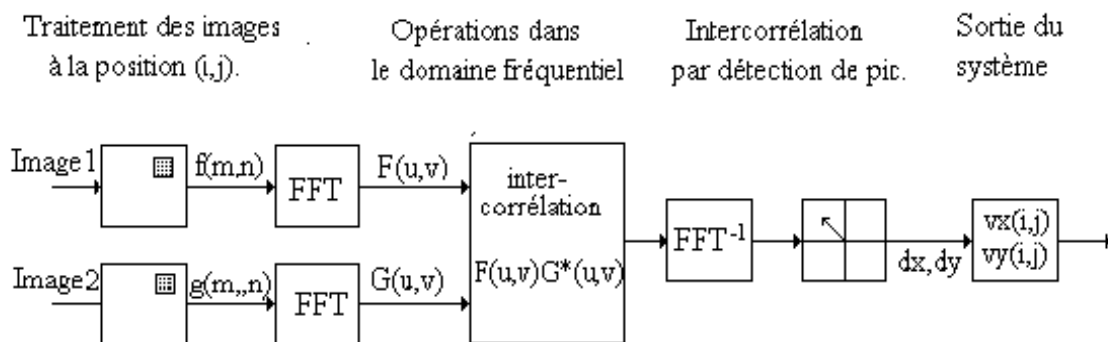


Figure II.7. Algorithme de base de la corrélation [30]

Une valeur importante du pic de corrélation donne lieu à une vraie corrélation, alors qu'une faible valeur donne lieu à une corrélation aléatoire.

c) Nombre de vecteurs

Le nombre de vecteurs vitesse obtenu dépend du nombre de pixels dans la caméra CCD et la taille N de la zone d'interrogation examinée. Il est égal à :

$$\frac{\text{Nombre de pixels dans une ligne de CCD}}{N} \times \frac{\text{Nombre de pixels dans une colonne de CCD}}{N} \quad (II.5)$$

On peut augmenter le nombre de vecteurs vitesse issus de l'opération de corrélation en optant pour le chevauchement des aires d'interrogation. Un chevauchement entre 25% et 50% est recommandé par les expérimentateurs.

d) Principales limitations

Les principales limitations de l'intercorrélation classique sont :

- Précisions de la mesure - Biais vers les faibles vitesses : La mesure de vitesse par PIV est généralement sous estimée : biais vers les faibles vitesses. Ceci est lié à trois effets combinés. Le premier, appelé «pertes de paires», se produit lorsque des particules un peu plus rapides que d'autres ont leurs positions initiale ou finale en dehors de la zone d'interrogation. Dans ce cas, le calcul du déplacement moyen sera effectué sur les particules de plus faible vitesse. Le deuxième est lié à la technique de corrélation elle-même puisqu'elle suppose des aires corrélées infinies, ce qui n'est jamais le cas en pratique. Enfin, le dernier effet est lié à l'opération de moyennage des déplacements des particules. On recommande au minimum 5 particules par zone d'interrogation pour ce moyennage.
- Vitesse minimale détectable : En première approximation, on peut considérer que le plus petit déplacement détectable dans le plan image est celui de la dimension d'un pixel. Toutefois la technique d'interpolation sous-pixel du pic de l'intercorrélation devrait en théorie atteindre une précision de l'ordre de quelques centième du pixel.
- Effets des gradients de vitesse : Idéalement, l'écoulement traversant chaque zone doit effectuer un déplacement homogène. Autrement dit, chaque particule doit effectuer le même déplacement, puisque le vecteur vitesse estimé représente le mouvement d'ensemble des groupes de particules traversant la fenêtre. En réalité, chaque particule est animée d'un mouvement différent et d'autant plus important que les gradients de vitesse sont élevés à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation, ce qui se traduit par trois effets qui vont augmenter le précédent biais vers les faibles vitesses. Le premier est lié au rapport signal/bruit qui est important avec un fort gradient de vitesse dans chaque fenêtre, ce qui a tendance à générer un grand nombre de vecteurs issus de corrélations aléatoires qui, s'ils ne sont pas éliminés par les différentes validations, vont fausser la vitesse mesurée. Le deuxième est liée à la possibilité qu'ont les particules les plus rapides, dans le cas d'un gradient important à l'intérieur d'une fenêtre, de se trouver en dehors de celle-ci ; on rejoint le phénomène de pertes de paires. Enfin, le dernier effet concerne la déformation des images si le gradient de vitesse est trop important ; dans ce cas, les déplacements ne sont pas identiques et ils dépendent alors des positions individuelles des particules, ce qui finalement provoque une nouvelle mauvaise estimation de la vitesse mesurée.
- Effets des écoulements 3D : La technique PIV suppose l'écoulement observé strictement 2D, la composante du vecteur vitesse perpendiculaire au plan est supposée nulle. En réalité, la troisième composante induit des erreurs de mesure qui vont alors dépendre en particulier de l'épaisseur de la nappe laser. En effet, une

nappe laser très épaisse pourra contenir des vecteurs vitesse de composantes transversales plus grandes ; la projection de ces vecteurs sur le plan image biaisera alors les calculs dans le plan 2D.

d) Algorithmes avancés de l'intercorrélation

La résolution de ce problème à base d'intercorrélation a donné naissance à une grande variété d'algorithmes d'analyse du mouvement d'images de particules. Les algorithmes sont multiples et chacun présente ses avantages et inconvénients. La différence et la précision sont liées essentiellement à la distribution d'intensité g choisie qui peut être évaluée en considérant une distribution de déplacement dans la fenêtre d'interrogation. L'exécution d'une telle méthode implique que les deux zones soient soumises à une translation relative (obtenue par l'intercorrélation ordinaire) et à la déformation relative. Quand la distribution spatiale imposée au déplacement correspond au champ réel de déplacement, on s'attend à ce que les deux images produisent une correspondance maximale.

Pour avoir une idée sur ce problème d'estimation, Tokumaru et Dimotakis (1995) [31] ont utilisé un développement en série de Taylor :

$$u(x, y) = u(x_o, y_o) + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)(x - x_o) + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)(y - y_o) + \dots \tag{II.6}$$

$$\dots + \frac{1}{2!} \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)(x - x_o)^2 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial xy}\right)(x - x_o)(y - y_o) + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)(y - y_o)^2 \right] + \dots O(x - x_o)^3$$

D'après ce développement mathématique, le nombre de paramètres qui jouent un rôle dans l'optimisation augmente avec l'ordre de l'expansion de la série. Le tableau ci-dessous récapitule la situation pour le problème bidimensionnel avec des images subdivisées en $N \times N$ zones d'interrogation.

Tableau II.1. Effet de l'ordre de troncature

Ordre de troncature (O)	0	1	2
Nombre de paramètres (p)	2	6	12
Composantes/dérivation	u v	u v $u_{,x}$ $v_{,x}$ $u_{,y}$ $v_{,y}$	u v $u_{,x}$ $v_{,x}$ $u_{,y}$ $v_{,y}$ $u_{,xx}$ $v_{,xx}$ $u_{,xy}$ $v_{,xy}$ $u_{,yy}$ $v_{,yy}$
Coût de calcul (c)	$(N^2)^2$	$(N^2)^6$	$(N^2)^{12}$

L'effort numérique pour la corrélation directe bidimensionnelle est N^4 . Il faut ajouter à ceci le coût informatique pour l'opération d'interpolation d'image au niveau sous pixel.

La Figure II.8 montre l'effet des trois premiers termes de l'expansion de Taylor sur l'estimation du déplacement, donc sur la transformation relative entre les zones d'interrogation.

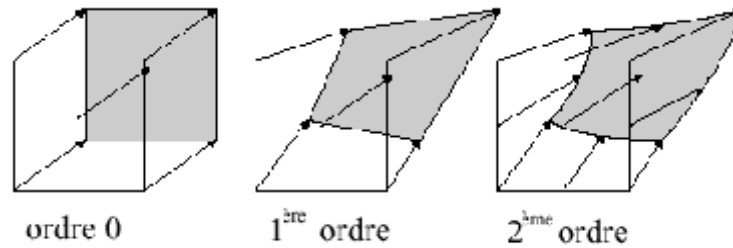


Figure II.8. Effet de l'ordre de la série de Taylor sur la déformation de la zone d'interrogation (d'après [32])

Plusieurs études ont été réalisées pour mettre en place une méthode qui se base sur ce développement en série de Taylor, dite méthode de correspondances d'images. Cependant, il est clair que cette méthode peut être appliquée seulement quand la série de Taylor est tronquée à un ordre relativement bas. Ce handicap a largement limité l'utilisation de cette approche. Les recherches se sont alors tournées vers une autre approche dite adaptative.

e) Corrélation adaptative

Si une évaluation du champ de vitesse/déplacement (u_p, v_p) est disponible par exemple par analyse conventionnelle de l'intercorrélation, alors un tel résultat peut être utilisé pour faire une approximation de la déformation d'images. L'interrogation suivante est encore exécutée par intercorrélation, mais les fenêtres d'image de particules sont choisies de telle manière que la correspondance d'image soit augmentée. Dans cette approche itérative, la formule de l'intercorrélation bidimensionnelle peut être réécrite comme suit :

$$\phi_{ig}(m, n) = \sum_{i,j=1}^M f\left(i + \frac{u_p \cdot \Delta t}{2}, j + \frac{v_p \cdot \Delta t}{2}\right) \cdot g\left(i - m + \frac{u_p \cdot \Delta t}{2}, j - n + \frac{v_p \cdot \Delta t}{2}\right) \quad (II.7)$$

Le champ issu de cette opération n'est qu'une mesure résiduelle du champ de déplacement par rapport au champ prédicteur. Le champ de vitesse final est obtenu par superposition du champ prédicteur (u_p, v_p) et du champ correcteur (u_r, v_r) : $u^k = u_p^k + u_r^k$.

Plusieurs méthodes ont été consacrées au développement de cette approche. Dans un travail de synthèse Scarano [32] a établi une classification selon le champ prédicteur utilisé. Il faut signaler ici que la méthode ordinaire de l'intercorrélation se réduit au cas où aucun prédicateur de déplacement n'est appliqué.

- Prédicteur de déplacement d'ordre zéro

La prévision du déplacement est obtenue par une analyse conventionnelle par intercorrélation appliquée à des grandes zones et le résultat est appliqué en décalant les zones d'interrogation de taille plus petite (figure II.13.a). Cette méthode, introduite par Westerweel (1997) [33], améliore de manière significative l'intercorrélation ordinaire avec un plus haut rapport signal-sur-bruit (S/N) et une précision de mesure plus élevée.

Lorsqu'on applique un décalage symétrique aux zones d'interrogations (figure II.9.b), on obtient les résultats dans une zone d'interrogation centrale de différence (CDI), (introduite par Wereley et al., 2000 [34]). Comparé à l'interrogation avec décalage vers l'avant (FDI), un tel arrangement augmente la précision de second ordre dans

l'espace. Ceci apporte une amélioration considérable quand un grand gradient de vitesse est présent dans l'écoulement et/ou quand la vitesse est faible.

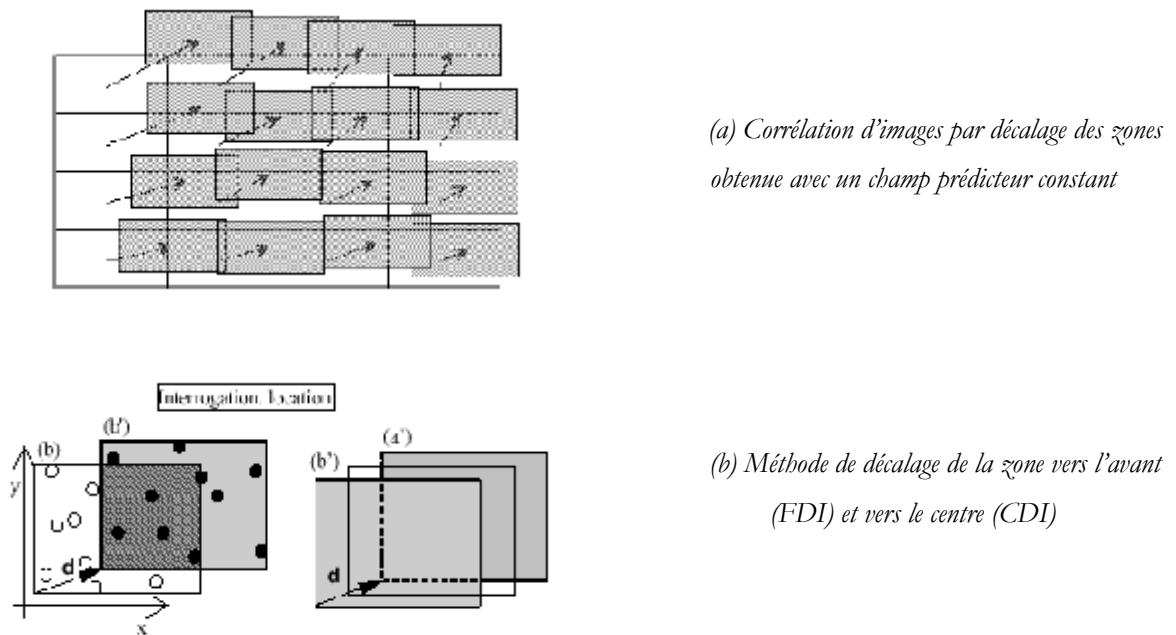


Figure II.9. Principe de décalage discret des fenêtres d'interrogations [7]

- Prédicteur de déplacement de premier ordre (ou linéaire)

Quand la distribution de déplacement est obtenue après une première itération pour des grandes zones d'interrogation, la distribution continue de déplacement (pour des zones d'interrogation plus petite) peut être estimée par exemple avec une interpolation linéaire bidimensionnelle (Figure II.10).

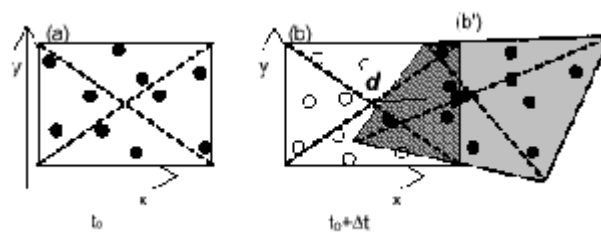


Figure II.10. Schéma de correspondance de deux zones en utilisant le déplacement moyen (translation) et le gradient local de déplacement

Huang et al. (1993) [35 et 36], ont contribué au développement de cette technique de la déformation de motif d'image de particules (PID). Le but principal de la technique est de maximiser la correspondance des motifs d'image. En conséquence, la technique a apporté une amélioration significative, agrandissant la gamme dynamique de vortécité par rapport à l'intercorrélacion conventionnelle. Huang et al. montrent que la déformation de la zone d'interrogation permet la mesure du déplacement d'image de particules sur une gamme plus étendue du gradient de vitesse en ce qui concerne la corrélation traditionnelle. Le gradient maximum de vitesse mesuré était 55.3 s^{-1} (taux

de déformation de 1.1 pixels/pixel) comparé à 15 s⁻¹ (0.5 pixels/pixel) pour les techniques CDI et FDI. Les résultats obtenus sur l'écoulement turbulent après une marche descendante sont rapportés sur la Figure II.11.

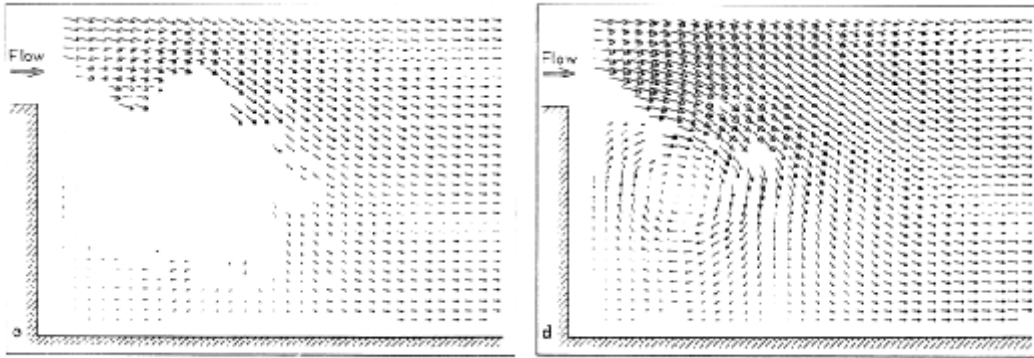


Figure II.11. Comparaison entre les résultats obtenus avec la technique conventionnelle (à gauche) et de la technique PID (à droite) pour la mesure de l'écoulement sur une marche descendante. Huang et al. [36]

Scarano et Riethmuller (1999) [37], ont proposé une amélioration de cette méthode en combinant la déformation des zones d'interrogation et l'approche multi-maille. La technique est nommée WIDIM. La méthode est caractérisée par une analyse itérative avec déformation et diminution progressive de la taille des fenêtres. En plus, des schémas plus précis ont été appliqués pour la reconstruction des images et pour l'interpolation du pic de corrélation. Les performances de la méthode ont été évaluées au moyen d'images synthétiques de PIV. Les résultats ont prouvé que le déplacement pourrait être obtenu à un niveau d'erreur en dessous de 10⁻² pixel.

- Prédicteur de déplacement d'ordre supérieur

Après les travaux de Tokumar et Dimotakis (1995) [31] qui avaient étudié une technique d'analyse d'image désignée sous le nom de vélocimétrie par corrélation d'images (CIV), les chercheurs commencèrent à s'intéresser à des prédicteurs plus sophistiqués. On note les travaux de Fincham et Delerce (1999) [38] qui ont proposé une technique CIV avancée appelée Peak Anti-Spline Transformed Interrogation Scheme (PASTIS). Les méthodes montrent des performances intéressantes (évaluées avec des images synthétiques de turbulence) en termes de résolution spatiale, et de gamme dynamique en vitesse et vorticité. Cependant, des évaluations détaillées de ces méthodes ne sont pas encore effectuées.

II-1.2.5. Résolution spatiale

La résolution spatiale de la PIV est principalement liée à la réduction de la taille de la fenêtre d'interrogation et le temps entre deux prises d'images PIV. De petites zones d'interrogations (ZI) veut dire aussi plus de vecteurs vitesses donc plus d'informations à partir d'une paire d'images. Bien que cela aide à une meilleure compréhension de l'écoulement étudié, plus de vecteurs vitesses n'implique pas forcément une amélioration de la résolution spatiale : Il faut garder toujours à l'esprit que la PIV ne mesure pas la vitesse de l'écoulement mais plutôt le déplacement des particules traceurs en suspension dans l'écoulement. Ceci implique et signifie que c'est plus souvent le temps entre les images PIV que la taille de la ZI qui limite la résolution spatiale.

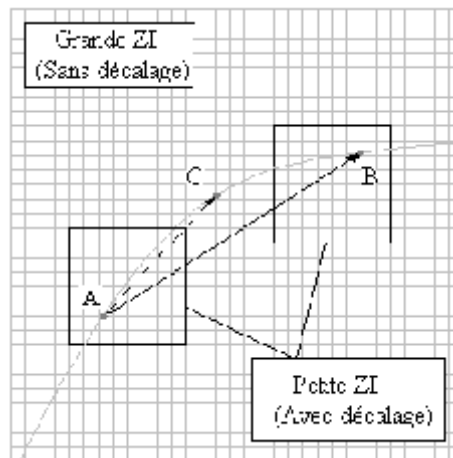


Figure II.12. Problème de la résolution spatiale [30]

La Figure II.12 ci-dessus illustre le problème suivant : à un instant t , une particule est détectée au point A, et à $t + \Delta t$, la particule est localisée en B. Nous n'avons aucun moyen pour connaître comment A arrive à B. On va donc supposer que le mouvement est rectiligne et on va tracer le vecteur AB.

Une bonne estimation de la trajectoire d'une particule nécessite donc l'amélioration de la résolution. Sur cet exemple, même si on réduit la taille de la ZI, rien ne va changer. En revanche, une réduction de l'intervalle de temps entre les deux images, permet de déduire plus précisément la trajectoire.

II-1.2.6. Post-traitement

La PIV à l'heure actuelle est suffisamment performante pour que la plupart des utilisateurs puissent obtenir un nombre considérable de champs de vitesses dans un écoulement. Cette information est tellement abondante qu'elle ne peut plus être utilisée telle qu'elle. En effet, alors qu'il y a quelques années, l'obtention de quelques champs de vitesse comblait les chercheurs, cette mesure est maintenant banale. Il a donc été nécessaire de développer des techniques de post-traitement plus sophistiquées.

L'un des soucis majeurs est l'identification des structures cohérentes dans les écoulements turbulents. Un nombre important de travaux récents se rapporte à ce problème. L'analyse de la vorticité a été pendant longtemps l'une des seules techniques de post-traitement. Comme elle présente l'inconvénient de ne pas faire la distinction entre cisaillement et tourbillon, des méthodes alternatives qui se basent essentiellement sur le tenseur gradient de vitesse sont proposées. On cite la méthode du discriminant proposée par Chong et al. [39], le critère Q proposée par Hunt et al. [40], le critère λ_2 proposée par Jeong et Hussain [41] et les critères Γ_1 et Γ_2 proposées par Michard et al. [41 et 42] (voir chapitre III). D'autres méthodes, comme la POD (Proper Orthogonal Décomposition, ou Décomposition en Valeurs Propres) ou les transformations par ondelettes, sont dans la phase de tests.

II-1.2.7. Applications

Il est maintenant difficile d'offrir une approche complète des applications potentielles, au vu de la grande diversité d'applications de la PIV. En effet, la PIV est utilisée dans tous les types d'écoulement où un accès optique est possible. On peut néanmoins essayer de citer les domaines dans lesquels la PIV s'est montr e particulièrement utile.

La PIV est maintenant utilisée dans toute la gamme de l'Aérodynamique du subsonique au supersonique. La PIV apparaît également de plus en plus précieuse dans les études de mécanique des fluides ou d'aérodynamique telles que dans les écoulements décollés, la génération et le comportement de tourbillons, la turbulence près des parois et les jets. On peut également trouver des applications de la PIV dans les études de phénomènes de mélange, ainsi que dans les écoulements à surface libre. De plus, la PIV est en passe de bouleverser les études de la turbulence et s'avère la seule technique de mesure capable d'apporter une validation aux approches numériques par DNS ou aux modélisations de la turbulence par LES. Ceci explique l'intense activité que l'on constate dans le domaine du post-traitement des données.

Un autre domaine où la PIV a progressé est le domaine des turbomachines. Plusieurs travaux ont mis en œuvre des systèmes de PIV, dans les compresseurs, les grilles de turbines et les pompes.

Les études des écoulements dans les moteurs à combustion interne utilisent également la PIV. Beaucoup de questions sur les secrets des écoulements dans les cylindres des moteurs sont encore sans réponse. L'application de la PIV aux études de la combustion ne sort pas de ce cadre. On emploie souvent la PIV dans la combustion, couplée quelquefois à d'autres techniques de mesures. Des algorithmes spécifiques ont été développés.

Enfin, dans de nombreuses études d'écoulements diphasiques, la PIV joue un rôle important. C'est le cas notamment des études de bulles et de pulvérisations de gouttes.

II-2. SYSTEME PIV UTILISE DANS NOS EXPERIENCES

II-2.1. ENSEMENCEMENT

Pour nos campagnes de mesures expérimentales, on a utilisé comme particules d'ensemencement l'huile de paraffine qui a l'avantage d'avoir une densité proche de celle de l'air. Le diamètre des particules est de 2 à 3 μm . L'ensemencement est réalisé dans l'air aspiré par le ventilateur de la soufflerie, pour ensuite se répandre dans la soufflerie, en particulier dans le caisson de tranquillisation, ce qui permet de garantir un ensemencement homogène de l'écoulement.

II-2.2. LE LASER

Le laser utilisé pour réaliser le plan lumineux dans l'écoulement est un BRILLANT TWINS Nd-Yag pulsé de QUANTEL. Les deux impulsions lumineuses proviennent de deux cavités indépendantes, ce qui leur garantit une énergie maximale et indépendante, quel que soit l'écart temporel entre les impulsions. Le tableau II.4 donne les principales caractéristiques techniques du laser utilisé :

Tableau II.2. Caractéristiques du laser Nd:Yag utilisé dans nos expériences

Longueur d'onde	532 nm
Durée de l'impulsion	5.5 ns
Energie maximale de l'impulsion	120 mJ
Fréquence de répétition du laser	10 Hz

A la sortie du laser, un bras articulé capte le faisceau et le véhicule à l'endroit de mesure. Ce bras permet d'amener avec grande sécurité le faisceau laser au plus près de l'écoulement à caractériser. A l'extrémité du bras, le faisceau laser passe par un système optique composé de lentilles cylindriques qui le transforme en nappe laser plane. L'angle de divergence est de 14° .

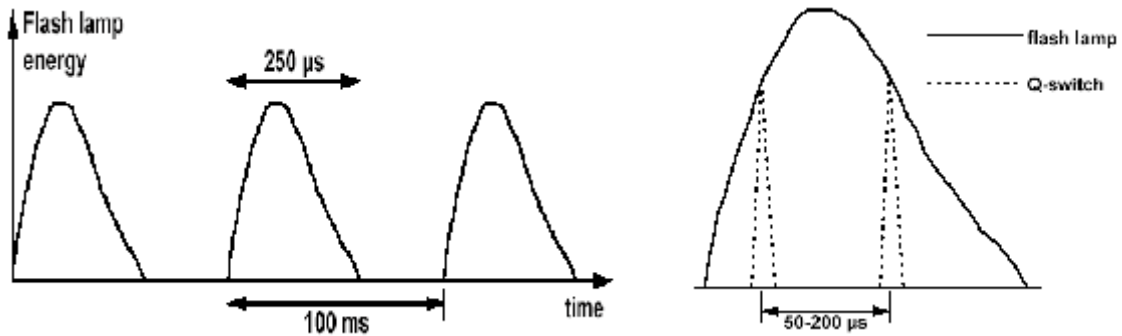


Figure II.13. Diagramme de fonctionnement du Nd : Yag (à gauche) et le diagramme d'émission (à droite) [30]

II-2.3. CAMERA NUMERIQUE

Pour ce travail, on a utilisé deux types de caméras. On a commencé par une caméra Kodak Megaplus 1.0 de résolution $1K \times 1K$. Le temps maximal d'exposition de la première image est de $250 \mu s$. Le capteur CCD est exposé à la première image. Les cellules sensibles sont transférées et vidées, avant la deuxième exposition de la totalité du capteur. Le timing du fonctionnement d'une caméra à doubles expositions est schématisé sur la figure II.14. En plus, on a utilisé un objectif Nikon à focale fixe de 60 mm avec une ouverture variable de 2.8 à 32, définie en fonction des caractéristiques de l'écoulement.

Les dernières mesures sont obtenues avec une caméra Dantec (HiSense camera), dotée d'un capteur CCD d'une résolution 1280×1024 pixels. Le minimal d'exposition temps entre les deux images est de $0.2 \mu s$.

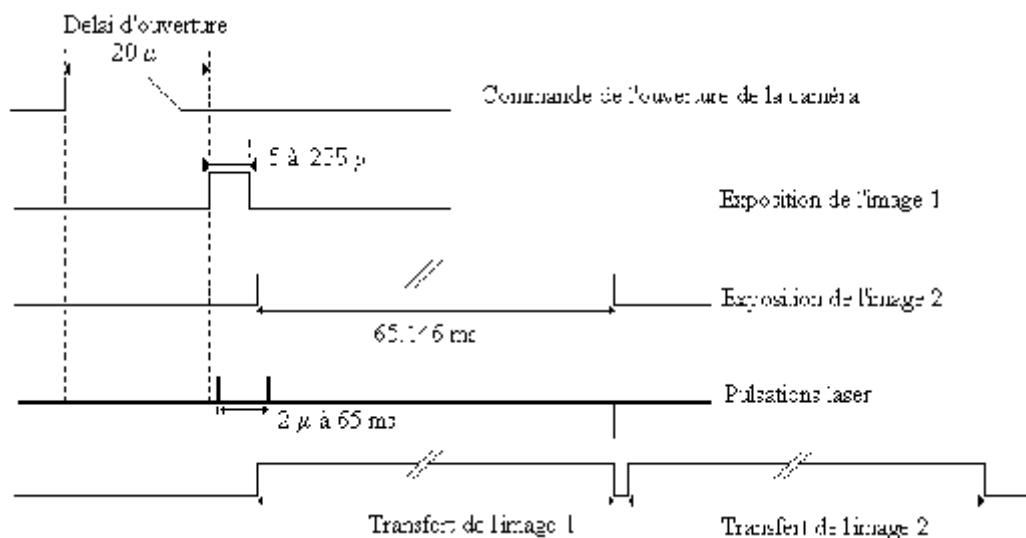


Figure II.14. Timing d'une camera double exposition et pulsations Q-switch du laser Nd :Yag PIV

D'après [30]

II-2.4. SYNCHRONISATION AVEC UN CYCLE D'ÉVÉNEMENT :

Le système Flowmap possède la fonction, nommée fenêtre de synchronisation, qui permet de synchroniser les mesures par un laser avec une phase particulière d'un événement cyclique. Normalement, un laser Nd :Yag fonctionne à sa cadence de conception de l'ordre de 10 Hz. Le laser doit rester en mode pulsation continue pour maintenir l'équilibre thermique à l'intérieur de la cavité de pompage. Quand le signal de synchronisation ou trigger de l'expérimentateur arrive à un instant quelconque, le laser peut être émis à une phase de fonctionnement quelconque. La prochaine paire de pulsations peut être valable après un intervalle de temps qui peut aller à 100 ms.

II-2.5. METHODOLOGIE DE MISE AU POINT

La procédure repose sur les réglages de la nappe laser, la détermination de l'intensité du laser, le positionnement de la caméra, le choix de la taille de la fenêtre d'inter-corrélation, la définition de l'intervalle de temps entre les images, la précision de l'ouverture de la caméra.

a) Réglages de la nappe laser

Une des principales conditions nécessaires à la réalisation de mesures par PIV est de fonctionner avec une nappe laser de qualité parfaite. Ainsi, il est particulièrement important que les deux faisceaux lasers issus des deux cavités du Laser Yag soient de même intensité énergétique. De plus, les deux nappes lasers doivent être parfaitement superposées transversalement et longitudinalement. Sur un papier sensible, on fait flasher les deux faisceaux pour s'assurer de leur coïncidence comme l'indique la figure II.15.

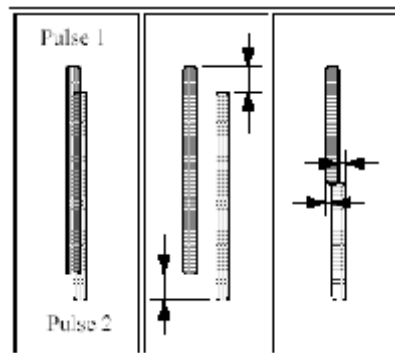


Figure II.15. Réglage de la nappe laser

b) Positionnement de la caméra

Le positionnement de la caméra est très important : il convient d'éviter les erreurs de parallaxe qui peuvent générer des biais systématiques sur la mesure des vitesses. Il faut s'assurer que la caméra soit située dans un plan parfaitement normal au plan de la nappe lumineuse. L'étape suivante est la calibration entre l'image et la zone de mesure par conversion des pixels en millimètre. Pour ceci, on place souvent une mire millimétrique (papier millimétré) dans le domaine de mesure, tangent à la nappe laser. Ensuite, on procède à la prise d'images à la lumière du jour ou en utilisant le laser à faible puissance. Deux points d'image de la mire obtenus en mode image simple avec un temps d'exposition très important permettent de déterminer le facteur d'échelle entre l'image et la zone de visualisation, et donc d'effectuer la calibration par conversion des pixels en distance.

c) Détermination de l'intensité du laser

Il est nécessaire pour un bon fonctionnement du processeur de corrélation que la dynamique de la caméra soit pleinement utilisée. Un signal d'intensité trop faible générera un mauvais contraste et un signal trop fort risque de créer une zone de saturation, pouvant endommager le capteur CCD. Pour exploiter au mieux la caméra, deux paramètres sont disponibles : l'ouverture de la caméra et la puissance du laser. Comme il est toujours intéressant d'utiliser une puissance qui donne une image claire des particules d'ensemencement, il faut procéder par augmentation progressive de la puissance tout en faisant attention de ne pas endommager la caméra et à ne pas générer des réflexions lumineuses parasites, notamment en périphérie du champ mesuré.

d) Dynamique de la caméra

La valeur de l'ouverture de l'objectif est fixée à partir de deux critères : la profondeur de champ et la taille des particules vues par la caméra.

- Dimension de l'image d'une particule

La dimension d_{pi} de l'image d'une particule est une grandeur qui s'exprime en taille de pixel et qui dépend de la taille réelle de la particule d_p utilisée pour ensemencher l'écoulement et de l'optique de réception de la diffraction. Elle s'obtient par la relation [30] :

$$d_{pi} = \left[(M d_p)^2 + d_{diff}^2 \right]^{1/2} \quad (II.8)$$

avec $d_{diff} = 2.44 f_N (M + 1) \lambda$

M est le grandissement linéaire de l'optique, $M = (\text{dimension image}) / (\text{dimension objet})$;

f_N : nombre d'ouverture de la caméra, le rapport f_c / D_a entre la distance focale f_c de l'objectif et son ouverture D_a .

Il prend souvent les valeurs 2.8, 4, 5.6, 8, 11.2, 16, 24 et 32.

λ : Longueur d'onde de lumière émise par le laser : $\lambda = 532 \text{ nm}$

- Profondeur de champ

La profondeur de champ doit être supérieure à l'épaisseur de la nappe laser de façon à ce que toute particule éclairée par le laser soit nette sur l'image de la caméra. La profondeur de champ (en mètre) est définie par la relation [30] :

$$\delta z = 4.8 \lambda \left(1 + \frac{1}{M} \right)^2 f_N^2 \quad (II.9)$$

Par exemple si : $M = 1/4$ et $d_p = 1 \mu\text{m}$, on a $d_{pi} = 6.6 \mu\text{m}$ et $\delta z = 2 \text{ mm}$ pour $f_N = 5.6$

Parmi tous les paramètres, seule l'ouverture de l'objectif est ajustable. Il faut toujours commencer par des rapports importants et diminuer progressivement afin d'obtenir une image des particules la plus nette possible tout en faisant attention à ne pas endommager le capteur CCD.

e) Choix de l'intervalle de temps entre les prises d'images (Δt)

La détermination de l'intervalle de temps dépend des deux critères suivants : le déplacement maximal admissible dans le plan de mesure et le déplacement normal au plan de mesure. En général ce paramètre se fixe suite à une série de mesures où on fait varier l'intervalle de temps, traiter les images et juger les résultats. En effet, la corrélation ne donnera pas un résultat correct si l'intervalle de temps est trop élevé ou si le temps est trop faible. Un compromis doit être trouvé. De plus, les mesures PIV étant bidimensionnelles, si l'écoulement possède une composante normale au plan de mesure, des particules présentes sur une image ne le seront plus nécessairement sur l'autre et inversement. Il convient donc de s'assurer que le déplacement maximal est bien inférieur à l'épaisseur de la nappe.

II-2.6. TRAITEMENT DES IMAGES

Dans le système commercialisé par Dantec utilisé dans cette étude, lorsque les deux images ont été prises par la caméra, elles sont transmises à un corrélateur qui s'occupe de les traiter et d'appliquer la méthode d'analyse d'images pour en déduire le champ des vitesses. Le couplage de la puissance de ce corrélateur à l'optimisation de l'algorithme d'analyse fait que les résultats peuvent être obtenus pratiquement instantanément. Plusieurs algorithmes d'intercorrélation fonctionnant sous l'environnement Flowmap de Dantec [30] ont été utilisés dans ce travail. Les dernières campagnes de mesures ont été traitées en utilisant l'algorithme avec une prédiction d'ordre zéro avec un décalage vers l'avant (type FDI).

L'avantage du corrélateur Dantec est que l'ordinateur à employer pour les mesures n'a pas besoin d'être puissant, car il sert seulement au stockage des résultats de mesures et d'interface à l'utilisateur pour régler les différents paramètres d'acquisition. L'ensemble du système PIV sera donc piloté grâce à un ordinateur Pentium III. La puissance du corrélateur de Dantec est suffisante pour afficher les résultats des champs de vitesses directement en ligne, ce qui est très appréciable pour le réglage des différents paramètres lors de campagnes expérimentales. En contrepartie, il agit comme une boîte noire, c'est-à-dire qu'on ne peut intervenir sur l'algorithme de traitement.

Après l'obtention des champs instantanés de vitesse, il est nécessaire de filtrer ces champs afin d'éliminer les éventuels vecteurs faux. Il existe beaucoup de facteurs qui peuvent être à l'origine de ces derniers :

- Densité locale d'ensemencement trop faible ou au contraire trop élevée ;
- Taille de la zone d'interrogation inadaptée aux gradients de vitesse locaux ;
- Intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses inadéquat ;
- Mauvais réglages des paramètres de la caméra (ouverture, profondeur, ...)
- Intensité de la nappe laser mal adaptée ;
- Présence de réflexions lumineuses parasites ;
- Présence de bruits électroniques, dus au processeur de calcul, à la caméra, au laser ;

Le logiciel Flowmap permet d'utiliser trois filtres en cascade pour valider les vecteurs. Ces filtres sont basés respectivement sur : la hauteur des pics de corrélation, la gamme de vitesse étudiée et la vérification de la continuité

du champ de vitesse. De plus, à partir de la version 3.5, Flowmap permet de créer des masques afin de limiter les zones de mesure.

a) Validation par la hauteur des pics de corrélation

Le principe consiste à comparer la hauteur des deux plus hauts pics détectés dans le plan de corrélation par le processeur. En intercorrélation, le plus haut pic est considéré comme le signal et les autres sont assimilés au bruit. Pour que le vecteur soit validé, le rapport hauteur premier pic / hauteur du second pic doit être supérieur à une valeur limite imposée par l'utilisateur.

b) Validation par la gamme des vitesses

Cette méthode permet d'éliminer les vecteurs non inclus dans un intervalle de vitesses physiquement acceptables. Cela permet d'éliminer notamment les vecteurs vitesses présentant une intensité aberrante par rapport à la nature de l'écoulement. Il est donc nécessaire de connaître la gamme des vitesses mesurées dans l'expérience.

L'intervalle des vitesses est fixé suivant le critère suivant : $V_{\min} \leq V \leq V_{\max}$.

c) Vérification de la continuité du champ de vitesse

La méthode consiste à comparer un vecteur donné avec ses voisins immédiats. On considère qu'il doit y avoir continuité entre le vecteur considéré et ses proches voisins, tant sur le plan de la direction des vecteurs que sur leur norme.

II-3. CONCLUSION

Cette étude bibliographique montre l'intérêt d'utiliser la technique de PIV décrite pour notre travail, puisqu'elle permet la visualisation sans ambiguïté du sens de l'écoulement, donc de zones éventuellement recirculées, même en présence de gradients de vitesse élevés qui risquent toutefois de biaiser légèrement les calculs des vecteurs vitesse estimés. Le système PIV utilisé dans ce travail a été décrit en précisant les éléments constitutifs de la chaîne de mesure ainsi que le rôle de chaque composant.

*Chapitre III. Post-traitement des
mesures PIV*

Nous présentons dans ce chapitre les techniques utilisées pour le traitement des mesures PIV. Il s'agit plus particulièrement des techniques de calcul des moyennes, d'énergie massique des fluctuations, des techniques d'identification des structures de l'écoulement et de la technique de décompositions en modes orthogonaux.

III-1. OUTILS DE POST-TRAITEMENT CONVENTIONNEL

III-1.1. MOYENNE

Les mesures réalisées par PIV, permettent de déterminer les valeurs instantanées des projections des vitesses U et V sur le plan de mesure. Deux types de mesures sont effectuées : des mesures aléatoires et des mesures synchronisées avec la phase du signal de contrôle. Ainsi deux types de moyennes ont été déterminées : moyenne temporelle et moyenne de phase ou d'ensemble.

- Moyenne temporelle

Les composantes \bar{U} et \bar{V} de la vitesse moyenne sont définies par les formules suivantes :

$$\begin{cases} \bar{U}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} U_i(x, y) \\ \bar{V}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} V_i(x, y) \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

avec

\bar{U} et \bar{V} : composantes de la vitesse moyenne ;

U_i et V_i : composantes des vitesses instantanées ;

(x, y) : coordonnées spatiales du point considéré ;

N : nombre de réalisations de champs de vitesses instantanées. Les expérimentateurs PIV estiment qu'un minimum de 200 réalisations est nécessaire pour obtenir une bonne estimation des moyennes de vitesse.

- Moyenne de phase

Le déphasage φ entre les tirs laser et le signal de contrôle est réglé par un système auxiliaire délivrant un signal TTL de synchronisation. En faisant varier φ entre 0° et 360° avec un pas constant, on peut suivre l'évolution de l'écoulement au cours d'une période de contrôle. Pour chaque phase mesurée, on dispose d'un ensemble de réalisations de champs instantanés de vitesse et leur moyenne est dite moyenne de phase, notée $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$.

III-1.2. CALCUL DES FLUCTUATIONS DE VITESSES ET DE L'ENERGIE CINETIQUE

A partir des vitesses moyennes et instantanées, il est possible de déterminer les écart-types des composantes des vitesses instantanées par rapport à leurs moyennes respectives :

$$\begin{cases} u'(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} [U_i(x, y) - \bar{U}(x, y)]^2} \\ v'(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} [V_i(x, y) - \bar{V}(x, y)]^2} \end{cases} \quad (III.2)$$

avec

u' et v' : composantes de la vitesse fluctuante ;

L'énergie cinétique massique du mouvement fluctuant est alors définie par :

$$\bar{k} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (III.3)$$

III-1.3. CHAMP DE VORTICITE

Pour un écoulement 2D, la vorticité est définie par :

$$\omega(x, y) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V(x, y)}{\partial x} - \frac{\partial U(x, y)}{\partial y} \right) \quad (III.4)$$

avec U et V composantes de la vitesse moyenne dans le plan de mesure.

En pratique, pour déterminer la vorticité, on utilise une méthode approchée de calcul des dérivées partielles.

III-2. DETECTION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES

L'identification des structures tourbillonnaires est effectuée en utilisant deux critères Γ_1 et Γ_2 développés par M. Michard et al. [41 et 42] qui ont eu l'amabilité de nous fournir les routines correspondantes.

III-2.1. DETECTION DES CENTRES DES TOURBILLONS PAR LE CRITERE Γ_1

Ce critère est basé sur la notion de moment angulaire normé (M.A.N.) et se traduit par une fonction adimensionnelle définie en un point P par:

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U}(M)) \cdot \overrightarrow{dS}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U}(M)\|} dS = \frac{1}{S} \int_S \sin \theta_M dS \quad (III.5)$$

Numériquement, pour tout point P, on peut approcher cette expression par :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sin \theta_n \quad (\text{III.6})$$

où θ_n est l'angle entre le vecteur position relative \overrightarrow{PM}_n et le vecteur $\vec{U}(M_n)$; M_n représente les points qui se trouvent dans un carré centré sur P et de côté 7 points (N=48).

Le résultat de ce calcul est une cartographie spatiale discrète de la fonction Γ_1 avec des valeurs comprises entre -1 et 1 suivant les sens de rotation des tourbillons. $\Gamma_1 > 0$ si le tourbillon tourne dans le sens trigonométrique et $\Gamma_1 < 0$ dans le cas contraire.

La position P est identifiée comme centre de tourbillon si $|\Gamma_1(P)| \geq$ seuil fixé. Un exemple d'application de ce critère est donné sur la figure III.1.

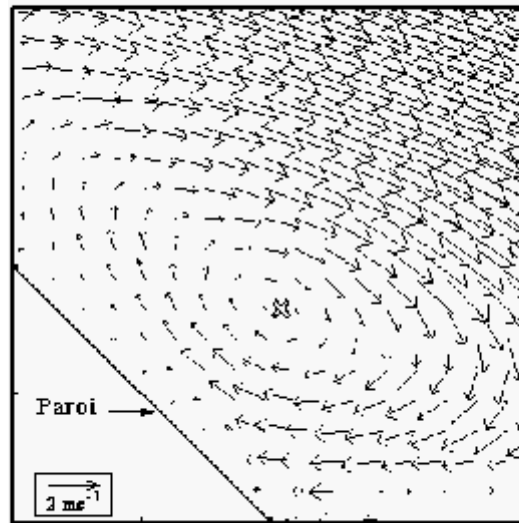


Figure III.1. Exemple d'application du critère Γ_1

III-2.2. DETECTION DES FRONTIERES DES TOURBILLONS PAR LE CRITERE Γ_2

Le critère de détection des frontières des tourbillons Γ_2 est une méthode qui consiste à modifier le critère précédent Γ_1 en tenant compte de la vitesse locale de convection \vec{U}_P au voisinage du point P. La fonction Γ_2 est donnée en chaque point P du domaine de mesure par la relation suivante [43] :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge (\vec{U}(M) - \vec{U}_P))}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|(\overrightarrow{PM} \wedge (\vec{U}(M) - \vec{U}_P))\|} d\vec{S} \quad (\text{III.7})$$

avec
$$\vec{U}_P = \frac{1}{S} \int_S \vec{U} dS \quad (\text{III.8})$$

La discrétisation de cette relation donne la relation du calcul approché suivante :

$$\Gamma_2(\mathbf{P}) = \frac{1}{N} \sum_s \frac{(\overrightarrow{\mathbf{PM}} \wedge (\vec{\mathbf{U}}(\mathbf{M}) - \vec{\mathbf{U}}_P))}{\|\overrightarrow{\mathbf{PM}}\| \cdot \|(\vec{\mathbf{U}}(\mathbf{M}) - \vec{\mathbf{U}}_P)\|} \quad (\text{III.9})$$

Contrairement au critère Γ_1 , le critère Γ_2 est un invariant Galiléen. De plus, les développeurs de ce critère ont pu déterminer un seuil de validation pour considérer que le résultat représente une frontière de tourbillon. En effet, ils ont pu lier ce critère au rapport entre le taux de déformation μ associé aux valeurs propres de la partie symétrique du tenseur gradient des vitesses et le taux de rotation Ω correspondant à la partie anti-symétrique du même tenseur. Ainsi, la rotation domine le cisaillement si $|\Omega/\mu| > 1$, ce qui correspond à une valeur de la fonction $\Gamma_2 > 2/\pi$ [43].

III-3. DECOMPOSITION EN MODES ORTHOGONAUX

D'après la référence [44], l'analyse de Fourier exige des champs turbulents infinis or en pratique, les écoulements sont toujours limités à un domaine fini. La frontière de l'écoulement turbulent peut être une paroi, c'est le cas des conduites, des couches limites, des cavités, ou peut être un bord libre, comme pour les jets ou les sillages. Ainsi, l'analyse de Fourier doit être remplacée par d'autres décompositions. Par conséquent, une décomposition basée sur une série de fonctions orthogonales choisies pour représenter, au sens d'une minimisation de l'erreur quadratique moyenne, l'énergie cinétique turbulente a été proposée. La technique est connue sous le nom de développement de Karhunen-Loève, initiateurs de la technique, ou plus simplement POD pour *Proper Orthogonal Decomposition* en anglais.

La POD a été introduite par Lumley [45] pour la description des écoulements turbulents. La formulation analytique, clairement établie par Newman [46], Sirovich [47] et Lumley [48 et 49], sur laquelle repose la POD permet d'en définir les propriétés, les particularités ainsi que les limitations de cette méthode.

III-3.1. PRESENTATION DE LA POD

Le but de la POD est de rechercher dans un ensemble de réalisations de l'écoulement $\mathbf{U}(\mathbf{X})$ avec $\mathbf{X}=(\vec{x},t) \in \Omega = \mathbf{D} \times \mathfrak{R}^+$, la réalisation $\phi(\mathbf{X})$ "ressemblant le plus" en moyenne aux réalisations $\mathbf{U}(\mathbf{X})$. Une façon de résoudre ce problème est de prendre une réalisation \mathbf{U} de notre ensemble et de faire correspondre le mieux possible \mathbf{U} et ϕ , en cherchant la solution du problème suivant :

$$\max_{\phi} \frac{\langle \|\mathbf{U}, \phi\|^2 \rangle}{\|\phi\|^2} \quad (\text{III.10})$$

$\langle \cdot \rangle$ est l'opérateur moyenne, $\|\cdot\|$ désigne la norme et (f, g) désigne le produit scalaire de f et g .

La réalisation $\phi(X)$ retenue est celle qui maximise la projection (III.10) et par conséquent maximise la représentation énergétique de l'écoulement. La formulation de la POD conduit à une équation équivalente à la projection de type Fredholm homogène du second d'ordre suivante :

$$\int_D R(X, X') \phi_n(X') dX' = \lambda_n \phi_n(X) \quad (III.11)$$

où $R(X, X')$ est le tenseur des corrélations spatio-temporelles en deux points. Ce tenseur étant symétrique et positif, possède donc des valeurs propres réelles et positives λ_n . Les vecteurs propres associés $\phi_n(X)$ sont orthogonaux.

Selon que l'opérateur de moyenne $\langle \cdot \rangle$ apparaissant dans la projection (III.10) soit évalué en temps ou en espace, on trouve deux formulations équivalentes du problème POD. Dans la première, dite directe, le terme $R(X, X')$ est remplacé par $R(x, x')$ tenseur des corrélations spatiales et $\phi_n(X)$ par $\phi_n(x)$. Dans la seconde, appelée méthode de snapshots, $R(X, X')$ est remplacé par le tenseur des corrélations temporelles $C(t, t')$ et l'équation (III.11) s'écrit :

$$\int_T C(t, t') a^{(n)}(t') dt' = \lambda^{(n)} a^{(n)}(t) \quad (III.12)$$

où

$$C(t, t') = \frac{1}{T} \int_D U(x, t) U(x, t') dx \quad (III.13)$$

Enfin, l'ensemble des fonctions propres de la POD formant une base de l'écoulement, toute réalisation $U_i(\vec{x}, t)$ peut s'écrire sous la forme du développement suivant :

$$U_i(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_n(\vec{x}) \quad (III.14)$$

III-3.2. METHODE DIRECTE

Le problème général étant d'écriture assez complexe, nous retenons pour commencer le cas 1-D et notons simplement un ensemble de réalisations ou signal $U(x, t)$. La décomposition de ce signal s'exprime par :

$$U(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_n(x) \quad (III.15)$$

où $\phi_n(x)$ est la fonction modale de rang n , non aléatoire et $a_n(t)$ est le coefficient aléatoire associé.

Les fonctions $\phi_n(x)$ vérifient une condition d'orthogonalité exprimée par un produit scalaire sur le domaine D de l'écoulement :

$$\int_D \phi_n(x) \phi_m(x) dx = \delta_{nm} \quad (III.16)$$

δ_{nm} désigne le symbole de Kronecker.

Les coefficients $a_n(t)$ contiennent l'information temporelle liée à l'acquisition des mesures et permettent de reconstruire des champs différents à partir de la même base. Les coefficients $a_n(t)$ vérifient une condition d'orthogonalité portée sur la moyenne statistique :

$$\overline{a_m(t) a_n(t)} = \delta_{mn} \lambda_n \quad (III.17)$$

avec
$$\overline{(a_n(t))^2} = \lambda_n \quad (III.18)$$

En utilisant la décomposition (III.15), la covariance spatiale $R(x, x')$ des vitesses en deux points x et x' , s'écrit :

$$\begin{aligned} R(x, x') &= \overline{U(x, t) U(x', t)} \\ &= \overline{\sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_n(x) \sum_{m=1}^{\infty} a_m(t) \phi_m(x')} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \overline{a_n(t) a_m(t)} \phi_n(x) \phi_m(x') \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \delta_{mn} \lambda_n \phi_n(x) \phi_m(x') \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_m \phi_m(x) \phi_m(x') \end{aligned}$$

En faisant le produit scalaire de $R(x, x')$ par $\phi_n(x')$, on aura :

$$\begin{aligned} \int_D R(x, x') \phi_n(x') dx' &= \int_D \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_m \phi_m(x) \phi_m(x') \phi_n(x') dx' \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_m \phi_m(x) \delta_{nm} \\ &= \lambda_n \phi_n(x) \end{aligned}$$

Ce qui vérifie bien que la décomposition (III.15) est une solution de l'équation intégrale de Fredholm qui s'écrit dans ce cas comme suit :

$$\int_D R(x, x') \phi_n(x') dx' = \lambda_n \phi_n(x) \quad (\text{III.19})$$

D'un autre coté, l'énergie cinétique moyenne, est à un facteur $\frac{1}{2}$ près :

$$\begin{aligned} \overline{U(x, t)^2} &= \overline{\sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_n(x) \sum_{m=1}^{\infty} a_m(t) \phi_m(x)} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \phi_n(x) \phi_n(x) \end{aligned}$$

En intégrant alors sur le domaine D, on obtient :

$$\begin{aligned} \int_D \overline{U(x, t)^2} dx &= \int_D \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \phi_n(x) \phi_n(x) dx \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \int_D \phi_n(x) \phi_n(x) dx \end{aligned}$$

et donc :

$$\int_D \overline{U(x, t)^2} dx = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \quad (\text{III.20})$$

λ_n apparaît comme l'énergie cinétique moyenne du système projetée sur le mode de rang n. Les modes $\phi_n(x)$, ou structures cohérentes, contribuent donc indépendamment à cette énergie cinétique, leur contribution relative étant égale à λ_n .

La linéarité des relations permet de calculer simplement les coefficients par projection des champs de vitesse sur les modes propres :

$$\begin{aligned} (U(x, t), \phi_m) &= \left(\sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_n(x), \phi_m(x) \right) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) (\phi_n(x), \phi_m(x)) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \delta_{mn} \\ &= a_m(t) \end{aligned}$$

En d'autres termes :

$$a_n(t) = \int_D U(x, t) \phi_n(x) dx \quad (\text{III.21})$$

Il est important de noter qu'outre le fait que les modes sont orthogonaux entre eux, la décomposition (III.15) impose que chaque mode $\phi_n(x)$ hérite des propriétés de U . La conséquence directe est que les conditions aux limites des modes sont les mêmes que celles des champs de vitesse.

a) Extension à 2 ou 3 dimensions

Dans la décomposition (III.15) à la fois U et ϕ_n deviennent des vecteurs dépendant des coordonnées, le coefficient demeure un coefficient commun. Pour le cas 2-D, on écrit dans le plan (x,y) :

$$\begin{aligned} U(x, y, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_{n,x}(x, y) \\ V(x, y, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \phi_{n,y}(x, y) \end{aligned} \quad (III.22)$$

En désignant par U et V les composantes de la vitesse et par $\phi_{n,x}$ et $\phi_{n,y}$ les composantes des modes $\phi_n(x, y)$. Un produit scalaire tel que:

$$(\phi_n(x, y), \phi_m(x, y)) = \delta_{nm}$$

devient alors :

$$\int_D [\phi_{n,x}(x, y)\phi_{m,x}(x, y) + \phi_{n,y}(x, y)\phi_{m,y}(x, y)] dx dy = \delta_{nm} \quad (III.23)$$

ce qui conserve aux λ_n leur signification de contribution à l'énergie cinétique $\overline{U^2} + \overline{V^2}$, toujours à un facteur $\frac{1}{2}$ près.

b) Application sur un domaine fini

Si le domaine spatial D est fini, le produit scalaire en 2D peut être approché par :

$$(f, g) = \int_D f(x, y).g(x, y) dx dy = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f(i, j).g(i, j) \Delta x \Delta y \quad (III.24)$$

La méthode directe de la POD souffre d'un inconvénient majeur lié à la dimension de la matrice de covariance spatiale qui est très importante pour un maillage fini. En effet, si M représente le nombre de points de maillage, la corrélation double à diagonaliser est de taille $(IxM)^2$ avec I le nombre de composantes de la vitesse.

Cette méthode a connu un essor limité dans ses applications en simulation, où l'on imagine assez bien les problèmes numériques sous-jacents dans le cas de maillages importants, de surcroît tridimensionnels. La méthode directe n'a pas non plus suscité l'engouement des expérimentateurs, la mesure de la matrice de corrélation double, sans hypothèse simplificatrices liées aux symétries de la géométrie ou aux caractéristiques de la turbulence et avec d'autres moyens métrologiques que la PIV, n'est pas une tâche plus aisée.

III-3.3. METHODE DES INSTANTANÉES OU SNAPSHOTS

Pour s'affranchir des limitations de la méthode directe, Sirovitch (1987) [6] a proposé la méthode des « snapshots ». Elle consiste à approcher la covariance $R(x,x')$ en deux points par une moyenne sur M instantanées suffisamment espacées les unes des autres pour que les échantillons soient indépendants.

L'équation de Fredholm (III.11) s'écrit dans ce cas :

$$\int_D \left(\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M U^{(k)}(x) U^{(k)}(x') \right) \phi_n(x') dx' = \lambda_n \phi_n(x) \quad (III.25)$$

k désigne l'instantanée (ou snapshot) du champ de vitesse.

Compte tenu de (III.21), on a :

$$\int_D U^{(k)}(x') \phi_n(x') dx' = a_n^k \quad (III.26)$$

Ainsi l'équation (III.25) devient :

$$\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M a_n^k U^{(k)}(x) = \lambda_n \phi_n(x)$$

D'où les modes $\phi_n(x)$ se mettent sous la forme :

$$\phi_n(x) = \sum_{k=1}^M A_n^k U^{(k)}(x) \quad (III.27)$$

Par substitution dans l'équation (III.25), on obtient :

$$\int_D \left(\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M U^{(k)}(x) U^{(k)}(x') \right) \left(\sum_{l=1}^M A_n^l U^{(l)}(x') \right) dx' = \lambda_n \sum_{k=1}^M A_n^k U^{(k)}(x)$$

En posant :

$$C^{(kl)} = \frac{1}{M} \int_D U^{(k)}(x') \cdot U^{(l)}(x') dx' \quad (III.28)$$

on obtient :

$$\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^M C^{(kl)} A_n^l U^{(k)}(x) = \lambda_n \sum_{k=1}^M A_n^k U^{(k)}(x) \quad (III.29)$$

ou encore sous forme matricielle :

$$(CA)^T U = \lambda A^T U \quad (III.30)$$

avec C matrice des $C^{(kl)}$, A vecteur des A_n^k et U vecteur des $U^{(k)}$. Cette équation se réduit enfin à :

$$CA = \lambda A \quad (III.31)$$

Les valeurs propres de la matrice $C^{(k)}$ fournissent donc les M premières valeurs propres λ_n . Ce nombre correspond au nombre de clichés. Les vecteurs propres A_n^k correspondants associés aux clichés $U^{(k)}(x)$, fournissent les modes $\phi_n(x)$. Comme la matrice C est d'ordre M , avec en général $M \approx 100$, les calculs sont aisés.

III-4. CONCLUSION

Nous avons rapporté ici les différents outils de post-traitement qui seront utilisés dans la suite de ce travail. Au début, on a présenté les techniques conventionnelles de calcul des moyennes et des écart-types. Ensuite, on a présenté les critères de détection des structures tourbillonnaires. Enfin, la technique de la décomposition en modes orthogonaux propres a été introduite pour servir comme outil de post-traitement des mesures PIV afin d'extraire les modes ou les structures cohérentes de l'écoulement.

*Chapitre IV. Contrôle par jets
synthétiques du sillage d'une
plaque plane*

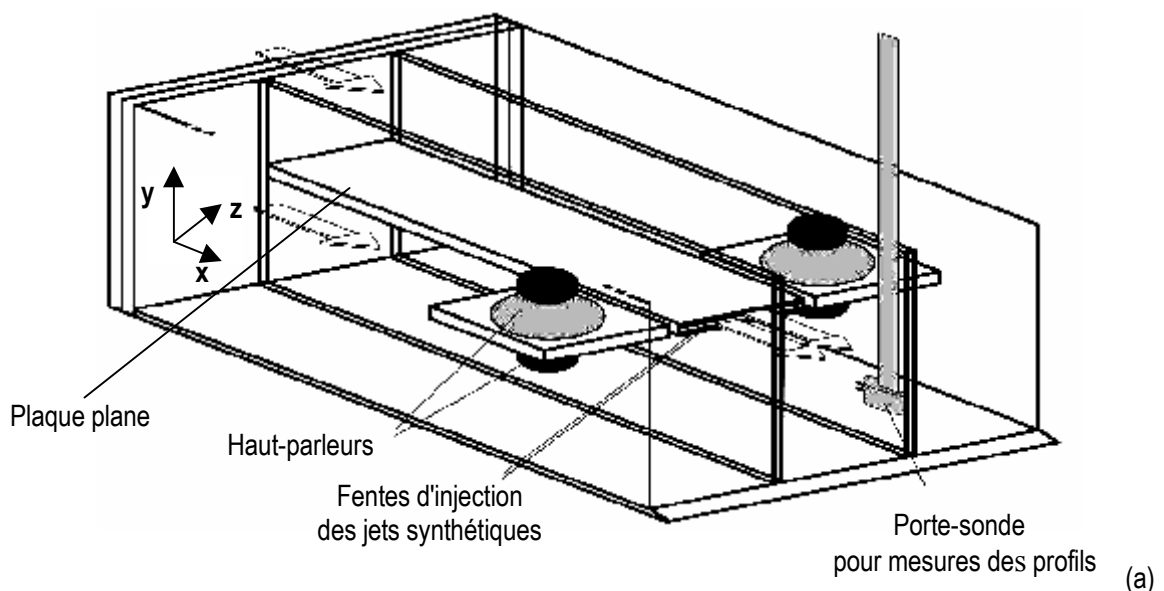
Dans ce chapitre, nous étudions la possibilité d'étendre le contrôle par jets synthétiques à l'écoulement subsonique derrière une plaque plane épaisse. Un système d'actionneurs par jets synthétiques a été mis en œuvre au culot d'une plaque plane, et on a étudié l'effet de ces jets sur le sillage aérodynamique. Différentes configurations de contrôle ont été testées. Un système d'optimisation est proposé. A la fin de ce chapitre, la technique POD est utilisée comme outil de post-traitement afin de déterminer les trajectoires des particules fluides dans l'écoulement.

IV-1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les essais sont réalisés sur une plaque plane en soufflerie. La zone d'essais est limitée en envergure par des plaques de garde afin de s'approcher au maximum d'une configuration bidimensionnelle. L'envergure résultante est de 100 mm. La plaque plane, de longueur $L = 520$ mm, est placée sans incidence par rapport à l'écoulement. Elle se termine par un culot à angle droit de hauteur $h = 12$ mm, duquel seront issus les jets synthétiques.

Les jets synthétiques sont générés par des haut-parleurs électrodynamiques. Ces haut-parleurs sont déportés latéralement en dehors de la zone d'essais. L'injection pulsée se fait tangentiellement à l'écoulement. Les fentes d'injection ont une envergure de 80 mm et une largeur $e = 1,5$ mm.

La distance entre les axes des deux fentes est de 6,5 mm, alors que la distance entre chacun des ces axes et la face de la plaque la plus proche est de 2,75 mm. Les pièces 1 et 2 occupent 5 mm alors que la pièce 3 occupe 2×2 mm de la hauteur du culot.



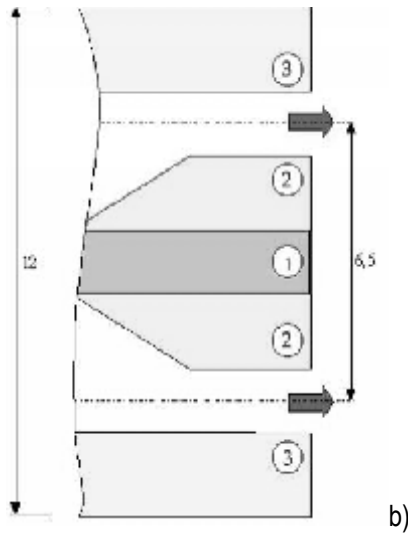


Figure IV.1. Dispositif expérimental

a) Schéma général de l'installation b) Fentes d'injections placées au culot de la plaque

Les acquisitions sont quasi-automatisées comme l'illustre la figure IV.2. Le dispositif comprend un système de déplacement avec un pas de 0.1 mm, un système d'acquisition des mesures de l'anémomètre à fil chaud et du tube de Pitot et un système DSP pour régler la fréquence et le déphasage entre les signaux d'excitations. Le réglage des tensions d'alimentation des haut-parleurs s'effectue de façon manuelle.

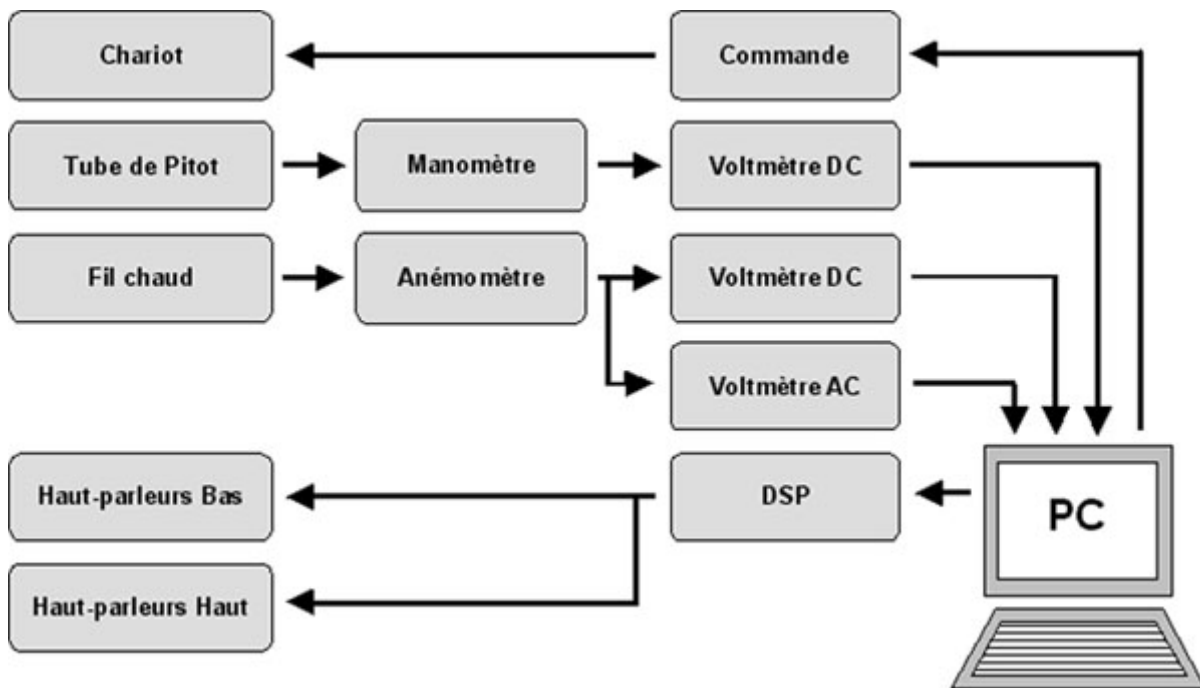


Figure IV.2. Système d'acquisition et de commande

IV-2. CARACTERISATION DES ACTIONNEURS EN L'ABSENCE D'ÉCOULEMENT

Les jets synthétiques générés par les actionneurs ont été caractérisés en l'absence d'écoulement extérieur par des mesures au fil chaud. La position de la sonde est repérée à l'aide des axes de coordonnées indiqués sur la figure IV.1. L'origine du repère de coordonnées est prise au milieu du culot. L'axe Ox est parallèle à l'écoulement incident et l'axe Oy est porté par la verticale ascendante.

IV-2.1. UNIFORMITE EN ENVERGURE ET ENTRE ACTIONNEURS

Ces essais sont réalisés par des mesures de vitesse en envergure à l'aide d'un fil chaud. Ces mesures sont effectuées dans le cône potentiel de soufflage du jet synthétique (au centre du jet) à 2 mm en aval de la sortie du jet. Les résultats obtenus montrent que l'écoulement généré par les actionneurs présente une très bonne uniformité en envergure à mieux de 1% près. En ce qui concerne la comparaison entre les deux actionneurs situés chacun de part et d'autre du centre de la plaque, aucune différence significative n'a été décelée.

IV-2.2. VITESSE DU JET EN FONCTION DE LA TENSION D'ALIMENTATION

La vitesse du jet synthétique généré est réglable en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur. Pour une alimentation sinusoïdale à 100 Hz, on peut obtenir une valeur efficace de la vitesse du jet allant jusqu'à 50 m/s pour une alimentation de valeur efficace $A=10 V_{RMS}$. La tension d'alimentation maximale est de 12,5V. En pratique, en fonctionnement permanent, un refroidissement des sources est nécessaire. Celui-ci est assuré dans notre montage par l'écoulement principal. La réponse des jets à l'excitation sinusoïdale est donnée sur la figure IV.3. Il s'agit d'une fonction croissante avec une pente qui diminue au fur et à mesure qu'on fait augmenter l'amplitude A.

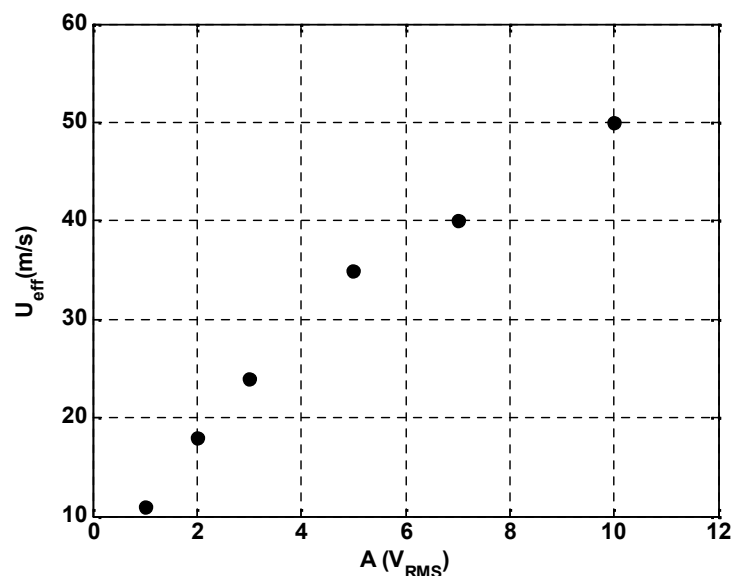


Figure IV.3. Amplitude de la vitesse du jet synthétique en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur
Mesures au fil chaud à 2 mm de la sortie du jet pour une alimentation sinusoïdale à 100 Hz et en l'absence d'écoulement extérieur.

IV-2.3. INFLUENCE DE LA FREQUENCE D'ALIMENTATION

La réponse fréquentielle de l'actionneur ne présente pas de résonance marquée. Elle est caractérisée par un maximum de vitesse à 50 Hz et une baisse d'efficacité de part et d'autre comme le montre la figure IV.4. La faible efficacité de l'actionneur en basses fréquences est vraisemblablement due à la limitation des moteurs électrodynamiques conçus pour l'audiophonie et donc pour des fréquences supérieures à 20 Hz. Pour les fréquences supérieures à 300 Hz, l'actionneur cesse de générer un jet synthétique et se comporte alors comme une source acoustique. La chute de la vitesse que nous avons relevée et son niveau quasi nul au delà de 300 Hz peut s'expliquer par la faible amplitude de la membrane qui décroît avec la fréquence et ne comprime plus assez la cavité pour expulser le fluide.

En conclusion, les actionneurs réalisés ont un bon fonctionnement sur la gamme 50-250 Hz. Les impératifs de débit pour le jet de contrôle peuvent être respectés pour cette gamme de fréquence.

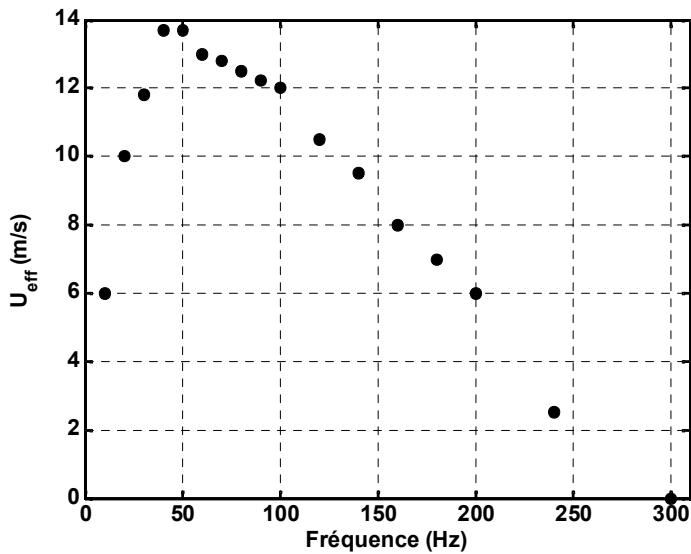


Figure IV.4. Vitesse du jet synthétique en fonction de la fréquence de pulsation

Mesures au fil chaud à $x=2mm$, pour une alimentation sinusoïdale $A=1 V_{RMS}$ et en l'absence d'écoulement extérieur.

Le tableau IV.1 indique les différents paramètres qui caractérisent les jets synthétiques utilisés. Les définitions des grandeurs ont été rappelées dans le chapitre I. Les nombres de Reynolds se situent dans une gamme large et on notera les grandes valeurs réalisées pour la longueur de décharge L_o . Ces valeurs mettent en valeur la puissance que peuvent atteindre les jets que nous avons réalisés.

Tableau IV.1. Paramètres adimensionnels des jets synthétiques employés

A	f	$u_{o,max}$	U_{eff}	U_{∞}	e	Re_{U_o}	L_o / e	St_{jet}	c_{μ}
4 V_{RMS}	50 Hz	45 m/s	31.82 m/s	9 m/s	1.5 mm	1432	190	0.005	6 %
	100 Hz	42.5	30	9		1352	90	0.011	5,3 %
	200 Hz	21	15	9		668	22.3	0.043	1,3 %
10 V_{RMS}	50 Hz	76	54	18		2419	322	0.003	4,3 %
	100 Hz	71	50	18		2260	150	0.006	3,7 %
	200 Hz	35	25	18		1141	37	0.027	0,9 %

Avec A : amplitude de l'excitation, f : fréquence d'excitation, $u_{o,max}$: vitesse maximale du jet synthétique, U_{eff} : sa vitesse efficace, U_{∞} : vitesse de l'écoulement loin de la plaque, e : épaisseur de la fente d'injection, le coefficient de quantité de mouvement $c_{\mu} = U_{eff}^2 \cdot e \cdot L_{fente} / U_{\infty}^2 \cdot S_{flow}$; L_{fente} : l'envergure de la fente et S_{flow} : la section de passage de l'écoulement au dessus ou en dessous de la plaque et St_{jet} : nombre de Strouhal du jet synthétique.

A titre d'indication, nous donnons dans le tableau suivant les valeurs expérimentales employées par Béra et al [15] et Smith et al. [50].

Tableau IV.2. Valeurs expérimentales des paramètres des jets synthétiques utilisés dans la littérature

	Fréquence	$u_{o,max}$	e	Re_{U_o}	L_o / e	St_{jet}
Béra et al	200 Hz ($A=3 V_{RMS}$)	20 m/s	1 mm	420	31.8	0.01
	200 Hz ($A=10 V_{RMS}$)	42	1	890	66.84	0.048
Smith et al.	20 Hz	26 m/s	5 mm	2090	80.3	0.004
	50	25	5	2000	31	0.01
	100	27	5	2200	17	0.018
	20	23	20	14700	35.5	0.017
	1120 (act. Piézo.)	35	0.5	363	18.8	0.016

En conclusion, la phase préliminaire de caractérisation des actionneurs en l'absence d'écoulement montre que ceux-ci génèrent bien les jets synthétiques espérés au culot de la plaque plane. L'uniformité en envergure permet de valider l'hypothèse d'une interaction bidimensionnelle des jets avec l'écoulement.

IV-3. CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT SANS CONTRÔLE

Avant d'étudier l'efficacité du contrôle sur l'écoulement autour d'une plaque plane, il convient d'analyser cet écoulement en l'absence de contrôle. Cette caractérisation de l'écoulement est réalisée par PIV, anémométrie à fil chaud et tube de Pitot modifié pour avoir des mesures des pressions statiques et dynamiques au même point. L'étendue de la zone de mesures PIV est de 67,9 mm x 53,96 mm.

IV-3.1. COUCHE LIMITE EN AMONT DU CULOT

Théoriquement, les propriétés de l'écoulement autour d'une plaque plane dépendent essentiellement de deux paramètres qui sont le nombre de Mach incident, M , qui reste faible dans notre cas ($M < 0,1$), et le nombre de Reynolds, $Re_L = \frac{U_{\infty} L}{\nu}$ basé sur la longueur de la plaque.

Dans notre cas, où sont testées deux valeurs de la vitesse amont, $U_{\infty} = 9$ m/s et $U_{\infty} = 18$ m/s, les nombre de Reynolds basés sur la longueur L sont respectivement de $Re_L = 3.1 \cdot 10^5$ et $Re_L = 6.2 \cdot 10^5$. Ces valeurs du nombre de Reynolds se situent dans la gamme de la valeur critique du nombre de Reynolds de transition du régime

laminaire au régime turbulent (entre $3.5 \cdot 10^5$ et $3 \cdot 10^6$ pour une plaque lisse). Les profils des couches limite avant le bord de fuite sont tracés pour les deux vitesses étudiées sur la figure IV.5.

Le tableaux IV.3 donne certaines caractéristiques de la couche limite en amont du culot et en absence de contrôle. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus empiriquement.

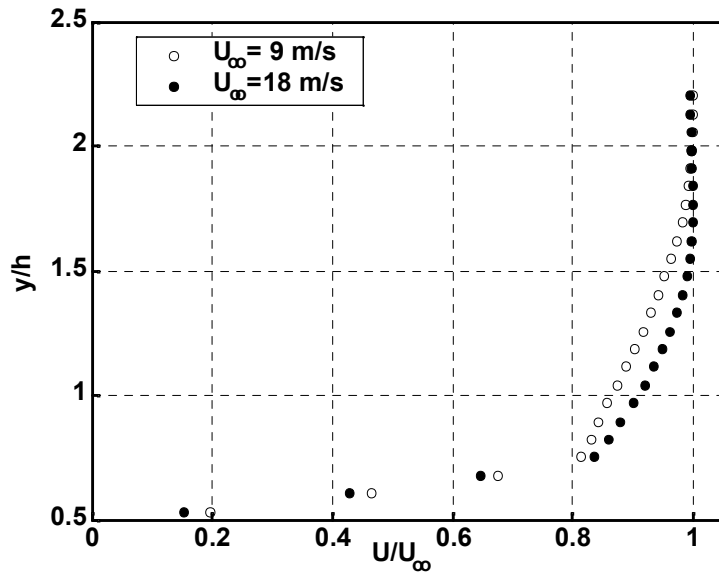


Figure IV.5. Profils de couche limite avant le bord de fuite

Tableau IV.3. Caractéristiques des couches limites en amont du culot en absence de contrôle

	Mesure	Commentaires
Epaisseur de CL	$\delta = y\left(\frac{u}{U_\infty} = 0.99\right)$ $\delta(U_\infty = 9 \text{ m/s}) = 15.2 \text{ mm}$ $\delta(U_\infty = 18 \text{ m/s}) = 12 \text{ mm}$	En accord avec la formule empirique $\delta = 0,37x / \text{Re}^{1/5}$ [51]
Epaisseur de déplacement	$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy$ $\delta_1(U_\infty = 9 \text{ m/s}) = 2 \text{ mm}$ $\delta_1(U_\infty = 18 \text{ m/s}) = 1.8 \text{ mm}$	
Epaisseur de quantité de mouvement	$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy$ $\delta_2(U_\infty = 9 \text{ m/s}) = 1.5 \text{ mm}$ $\delta_2(U_\infty = 18 \text{ m/s}) = 1.1 \text{ mm}$	

IV-3.2. SILLAGE DE LA PLAQUE

Les figures IV.6 et IV.7 reproduisent les champs de vitesse moyenne obtenus dans le cas sans contrôle pour deux valeurs différentes de la vitesse amont U_∞ , ainsi que les lignes de courant qui en résultent. Les moyennes statistiques sont établies à l'aide de 200 acquisitions. Les mesures sont effectuées dans le plan de symétrie $z=0$. De plus, dans la suite de ce travail et pour des raisons de lisibilité, 1 vecteur sur 2 suivant la direction horizontale x sera représenté.

L'écoulement derrière la plaque engendre un déficit de vitesse. Cette discontinuité a une tendance à se lisser lorsqu'on s'éloigne de l'obstacle, sous l'effet de la diffusion transverse assurée par la viscosité. L'ensemble de la zone perturbée constitue le sillage. Les lignes de courant, quant à elles, illustrent le caractère symétrique de l'écoulement à l'aval de la plaque. Elles permettent d'estimer la taille moyenne du sillage à 1,6 h.

La figure IV.8 représente les cartes de l'énergie cinétique des fluctuations, k . On remarque que les fluctuations sont intenses dans la zone du sillage. Les zones à fluctuations intenses coïncident avec les frontières zones de recirculation. Les cartes indiquent une légère diffusion verticale des fluctuations vers l'écoulement principal. L'intensité des fluctuations, définie par \sqrt{k}/U_∞ , est de l'ordre de 25% à une distance $x=1$ h du culot de la plaque. Elle diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la plaque à raison de 5% chaque 2h.

La figure IV.9 présente les spectres des fluctuations de la composante débitante de la vitesse pour différentes valeurs de la vitesse et pour deux positions. Ces spectres ont été mesurés par anémométrie à fil chaud. On constate la présence de structures cohérentes à faibles fréquences. La fréquence caractéristique de ces structures augmente avec la vitesse U_∞ . Cette fréquence est de 135 Hz pour $U_\infty = 9$ m/s et de 260Hz pour $U_\infty = 18$ m/s. Cependant, le nombre de Strouhal relatif à ces structures est pratiquement indépendant de U_∞ et il est de l'ordre de 0,18. De plus, la fréquence est doublée au niveau où les deux zones de cisaillement se rejoignent. Ce résultat est attendu.

Les cartes instantanées de vorticité (figures IV.10) permettent de retrouver des échappements tourbillonnaires alternés qui rappellent les allées de Von Karman qui se forment derrière la plaque. L'irrégularité de ces allées est une caractéristique des nombres de Reynolds relativement élevés utilisés. Les couches limites se séparent de la plaque et "s'enroulent " derrière la plaque, puis les tourbillons sont convectés et dissipés par l'écoulement.

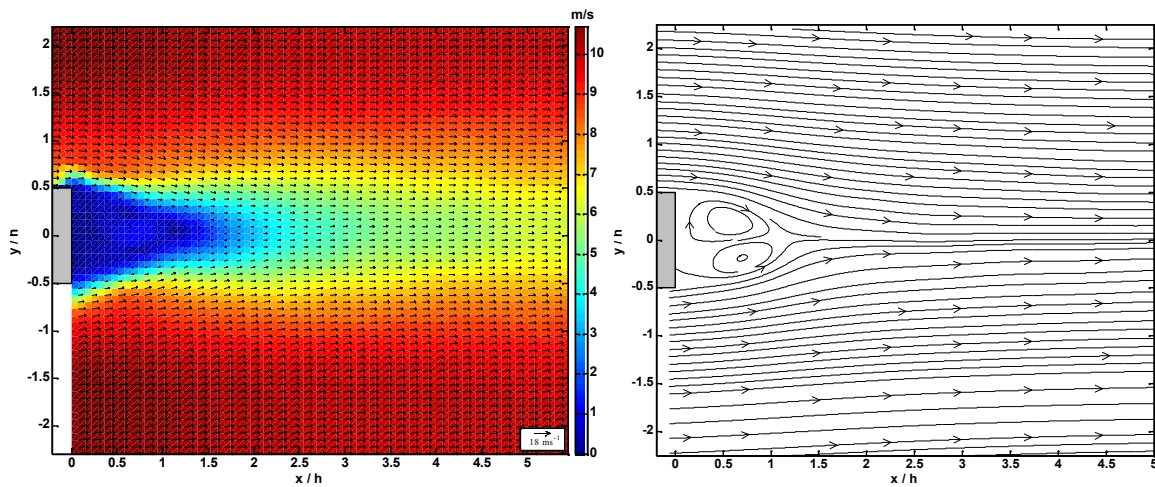


Figure IV.6. Champ de vitesse moyenne et carte des lignes de courant pour $U_\infty = 9 \text{ m/s}$

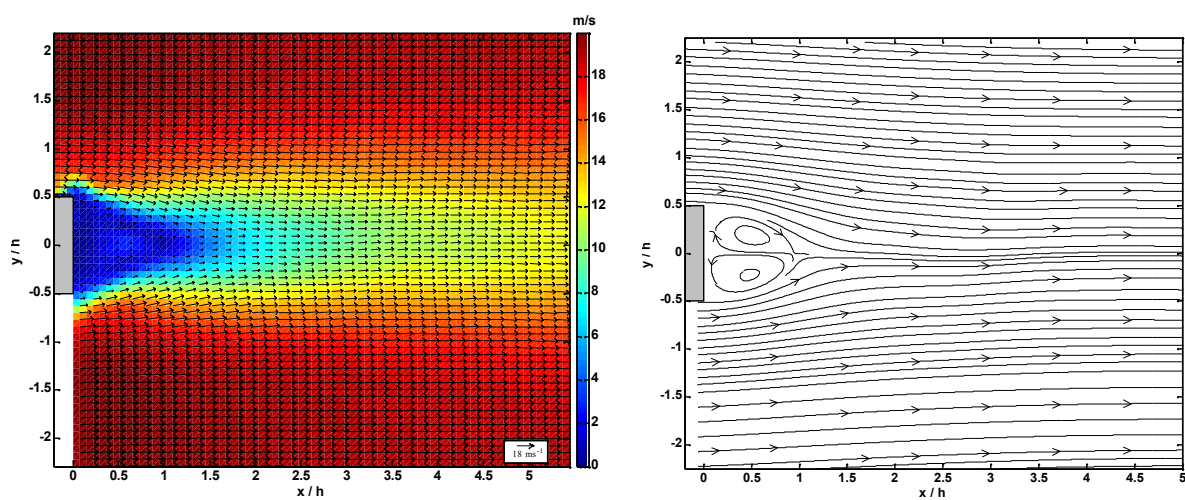


Figure IV.7. Champ de vitesse moyenne et carte des lignes de courant pour $U_\infty = 18 \text{ m/s}$

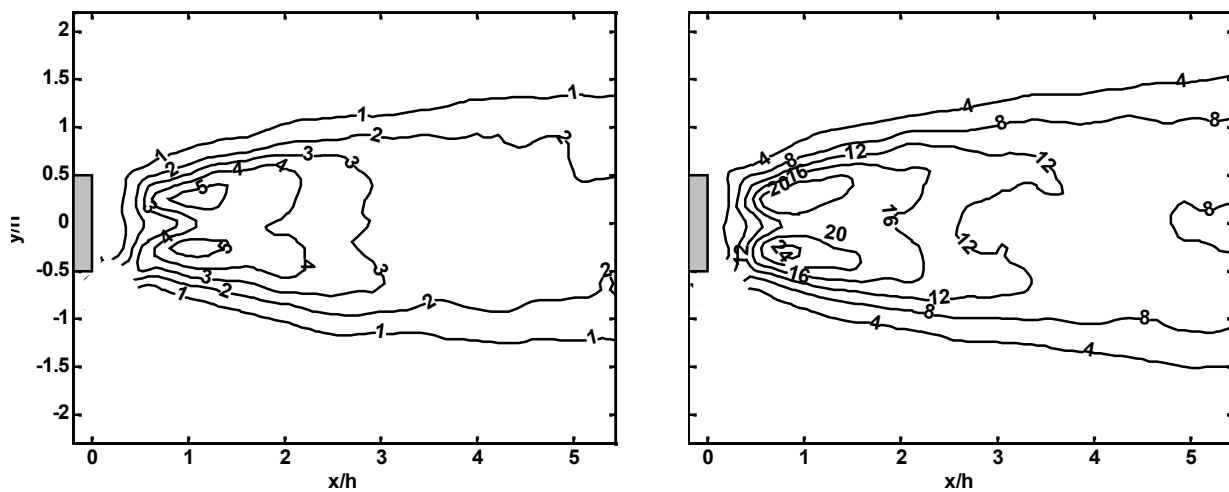


Figure IV.8. Cartes des énergies de fluctuations pour différentes valeurs de la vitesse amont
(à gauche) $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ (à droite) $U_\infty = 18 \text{ m/s}$

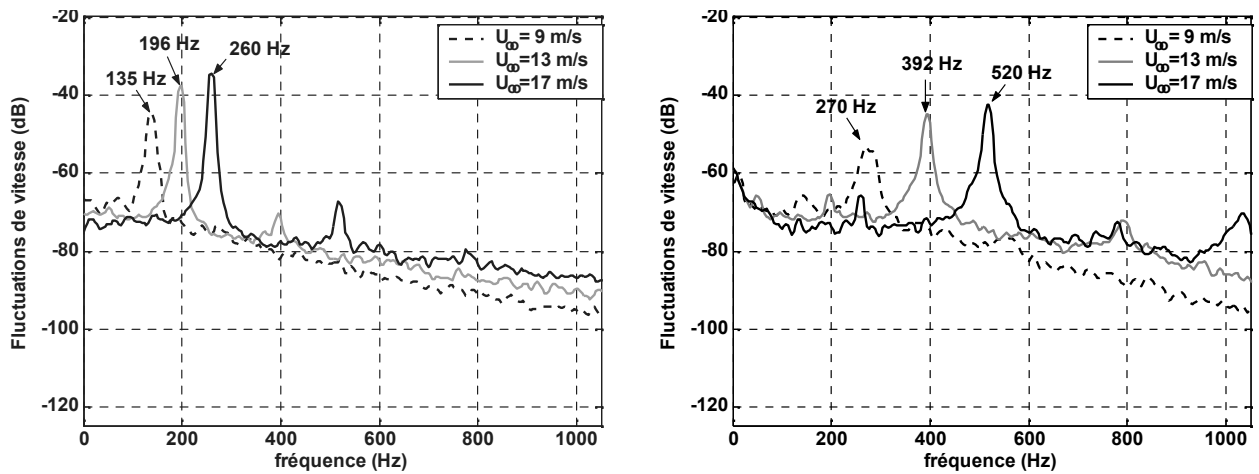
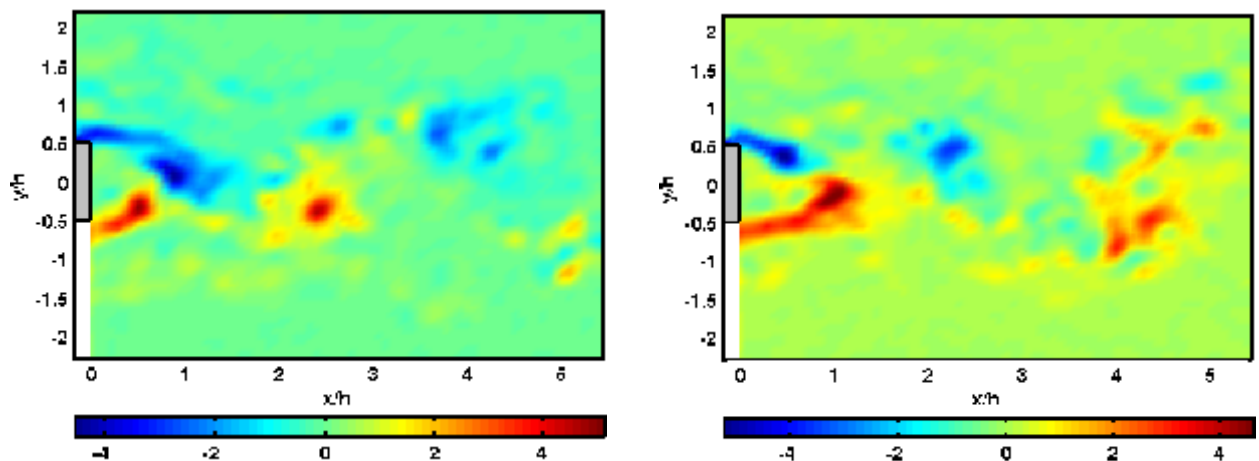


Figure IV.9. Spectres des fluctuations de vitesse

(à droite) dans la zone de cisaillement du sillage $y=b/2$ (à gauche) au point de jonction des zones de cisaillement $y=0$

Figure IV.10. Cartes de vorticité instantanée présentant les allées de Von Karman derrière la plaque ($\times 10^3 s^{-1}$)

IV-4. ACTION DU CONTROLE

On présente essentiellement dans ce paragraphe, les résultats obtenus pour le cas $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ et $A=4 V_{\text{RMS}}$. La présentation de l'ensemble des résultats obtenus sera donnée dans le paragraphe IV.6.

IV-4.1. ACTION SUR LES PROFILS DE VITESSE DE LA COUCHE LIMITE

Sur la figure IV.11, on présente l'effet du contrôle sur la couche limite amont à $x/h=-0,2$ côté supérieur de la plaque plane. Cette figure donne le profil de la couche limite sans contrôle ainsi qu'avec différents types du contrôle (contrôle haut, contrôle bas, contrôle double en phase, double en opposition de phase). Ces profils ont été mesurés à l'aide de l'anémométrie à fil chaud.

Sous l'effet du contrôle de même côté que les mesures (contrôle haut), le profil est largement modifié, une survitesse de 30 % apparaît au milieu de la couche limite. La survitesse moyenne du profil de couche limite est de 10%. Sous l'action du contrôle opposé (contrôle bas), le profil de la couche limite subit une modification dans le sens

contraire avec une réduction d'environ 5 % de la vitesse dans la couche limite mais sans toucher à l'aspect général du profil. Autrement dit, le contrôle freine légèrement l'écoulement du côté supérieur.

Le contrôle double, que se soit en phase ou en opposition de phase, donne un résultat qui n'est autre que la superposition des effets décrits ci-dessus. On remarque que la survitesse au milieu de la couche limite est d'environ 18 % alors que la survitesse moyennée sur tout le profil est estimée à 5 %. La tableau IV.4 fournit les autres caractéristiques de la couche limite. Les valeurs de δ_1 et de δ_2 confirment les conclusions tirées de l'examen des profils de vitesse. On note une réduction de moitié des valeurs des caractéristiques de la couche limite sous l'effet du contrôle effectué du même côté que celui de la couche limite étudiée.

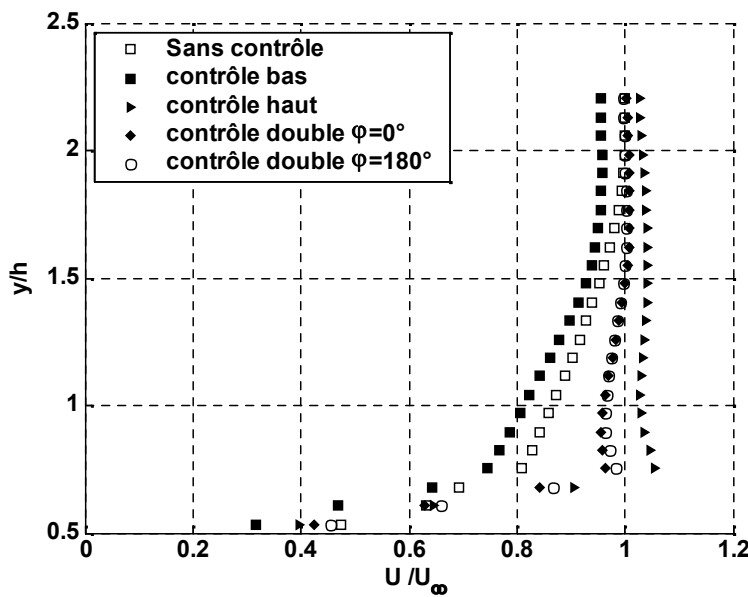


Figure IV.11. Effet du contrôle ($f=100$ Hz) sur le profil de la couche limite qui se forme sur face supérieure à $x/b=-0.2$

Tableau IV.4. Effet des différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4V_{RMS}$

	Moyenne de la variation de la vitesse	δ_1 (mm)	δ_2 (mm)
Sans contrôle	-	2,04	1,54
Contrôle haut	10,4 %	1,04	0,72
Contrôle bas	- 5,1 %	2,22	1,53
Contrôle double $\varphi = 0^\circ$	5,6 %	1,07	0,76
Contrôle double $\varphi = 180^\circ$	5,7 %	0,91	0,66

IV-4.2. ACTION DE L'AMPLITUDE D'EXCITATION SUR LE SILLAGE

La figure IV.12 illustre l'effet de l'amplitude d'excitation sur l'apport du contrôle côté haut pour différentes distances derrière la plaque. Ces profils ont été effectués par anémométrie à fil chaud et confirmés par tube de Pitot. Le profil transversal de la vitesse débitante dans le cas sans contrôle est celui d'un sillage derrière un obstacle. Il y a

alors un déficit de vitesse dans la zone centrale. Le contrôle réduit progressivement ce déficit. Pour x faible, le contrôle agit localement. Lorsque x augmente, l'effet du contrôle se répand sur une zone relativement large. En augmentant l'amplitude du jet synthétique, des survitesses apparaissent. On constate aussi la valeur $A = 4 V_{RMS}$ est une valeur critique à partir de laquelle le déficit est comblé.

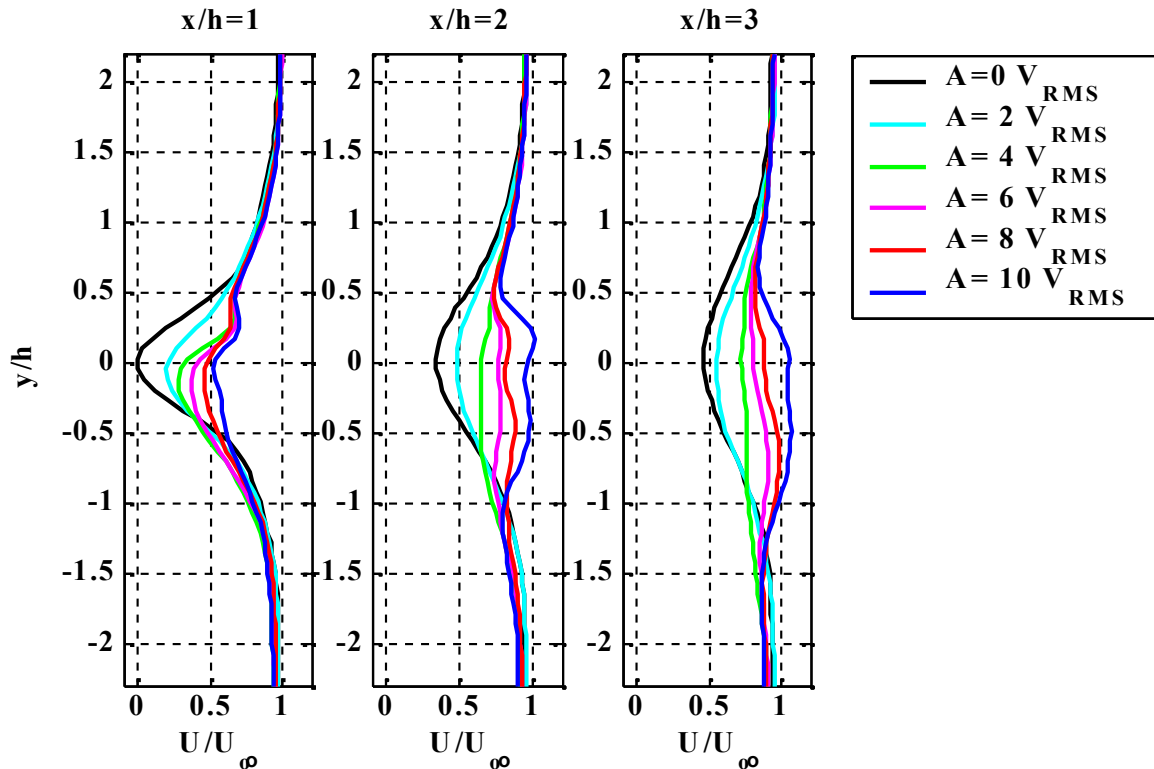


Figure IV.12. Effet de l'amplitude du jet synthétique sur le profil de la vitesse débitante : cas d'un contrôle haut à 100 Hz

IV-4.3. ACTIONS SUR LES SPECTRES DE FREQUENCE

Les spectres reproduits sur la figure IV.13.a illustre la réponse de l'écoulement à une excitation unilatérale de fréquence donnée à $y=h/2$ et $x/h \approx 1$. On constate clairement la présence de pics qui correspondent à des structures cohérentes à grande échelle ; De plus, la fréquence des structures est un multiple de la fréquence d'excitation. Autrement dit, le jet synthétique impose un caractère périodique forcé à l'écoulement. Le caractère non linéaire du terme convectif est à l'origine de la génération des sous-harmoniques.

La figure IV.13.b illustre les spectres de l'écoulement à $y=0$ et $x/h \approx 1$ sous l'action d'un contrôle bilatéral à $f=100$ Hz pour différentes valeurs de déphasage φ entre les signaux d'excitation. Trois cas sont présentés : excitations en phase, en quadrature de phase et en opposition de phase. Il faut noter que les spectres correspondant aux cas $\varphi = 90^\circ$ et $\varphi = 180^\circ$ sont respectivement décalés vers le haut de 50 dB et 100 dB. Pour le spectre correspondant à $\varphi = 0^\circ$, les structures générées par les jets synthétiques arrivent au point de mesure en phase. La fréquence résultante demeure inchangée. Contrairement au cas précédent, pour $\varphi = 180^\circ$, les structures de contrôle arrivent au point de mesure en opposition de phase ce qui double logiquement la fréquence sur l'axe. Dans le cas $\varphi = 90^\circ$,

les structures arrivent au point de mesure en quadrature de phase sans être espacées dans le temps, les structures se comportent ainsi comme une seule entité.

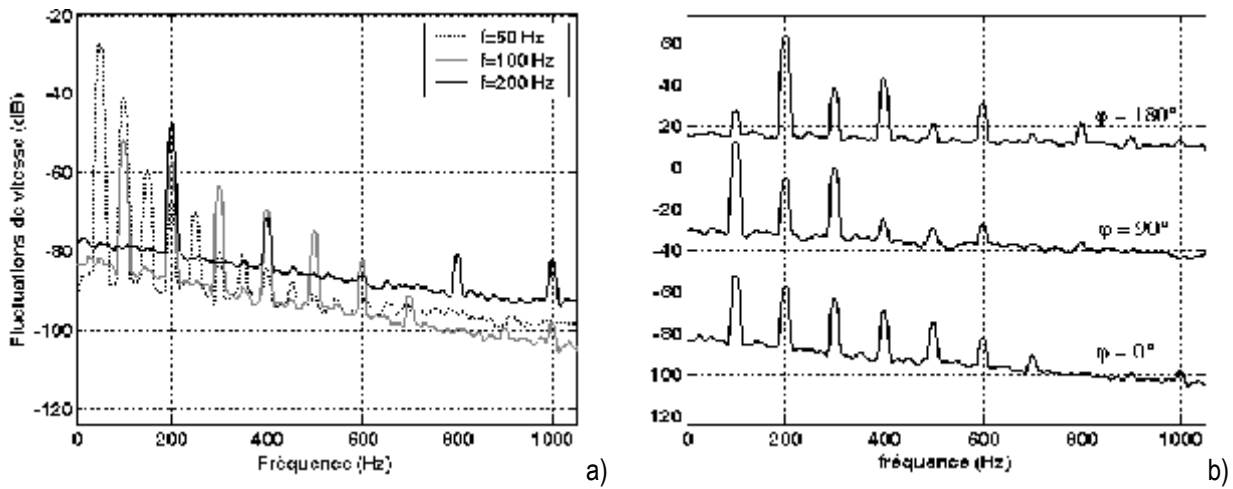


Figure IV.13. Spectres des fluctuations de vitesse pour différentes fréquences d'excitation

(a) à $y=b/2$ et $x/h \approx 1$ (b) à $y=0$ et $x/h \approx 1$

IV-4.4. ACTION SUR LE DEFICIT DE VITESSE DANS LE SILLAGE

Les mesures précédentes effectuées par anémométrie à fil chaud ont permis de déterminer certaines caractéristiques de l'écoulement contrôlé. Pour réaliser une étude plus complète, il s'avère indispensable de faire des mesures PIV.

Etant donné que l'idée initiale de contrôle d'écoulement est d'exciter les structures cohérentes de l'écoulement, nous avons concentré l'essentiel de nos mesures, qui sont très coûteuses en terme de temps d'acquisition et lourde en post-traitement, sur une fréquence d'excitation qui soit proche de la fréquence naturelle de l'écoulement et qui permet d'obtenir une quantité de mouvement suffisamment importante au niveau de la fente d'injection. Notre choix s'est fixé sur la fréquence 100 Hz pour faire une étude détaillée. Néanmoins, deux autres fréquences (50 Hz et 200 Hz) ont été testées dans un nombre limité de cas.

Les champs de vitesse mesurés par PIV montrent clairement la forte réduction du sillage de vitesse moyenne sous l'effet des différents contrôles. Dans tous les cas, les jets synthétiques permettent de combler en grande partie les déficits de vitesse des sillages. Ainsi à partir des cartes des normes de vitesse moyenne, nous pouvons dresser le tableau IV.5 donnant la dimension suivant l'axe Ox de la zone à un déficit de vitesse supérieur à 50% de la vitesse de l'écoulement incident. Le déficit dans le cas sans contrôle est supérieur à 50% jusqu'à $x/h=5$. Cette valeur chute jusqu'à $x/h=1.5$ pour un contrôle d'un seul côté et une valeur de $x/h=1$ pour un contrôle de deux côtés. Autrement dit, une réduction de 80% du déficit est obtenue sous l'action du contrôle bilatéral.

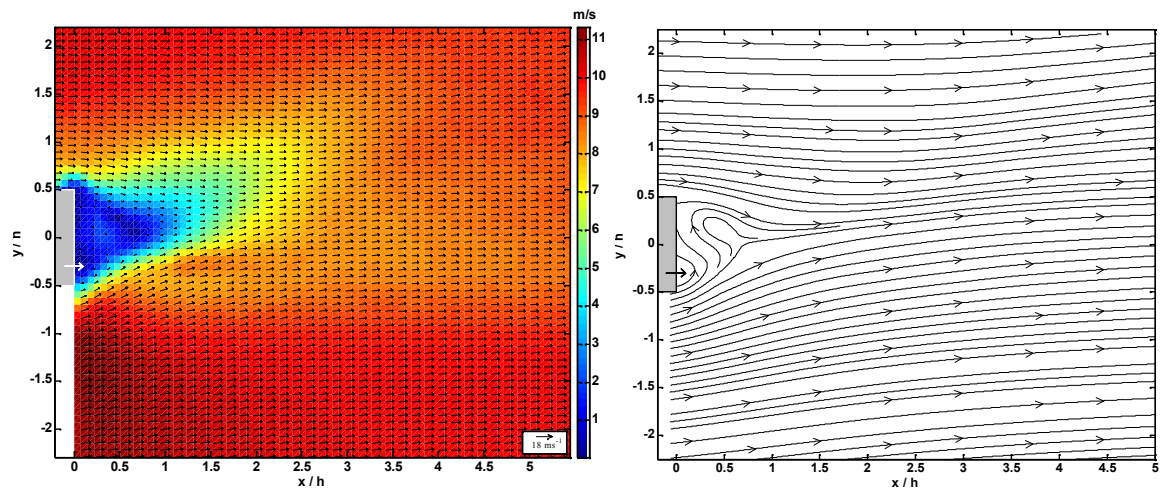


Figure IV.14. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle bas

$$(A=4 V_{\text{RMS}}, f=100 \text{ Hz}) \text{ et } U_{\infty} = 9 \text{ m/s}$$

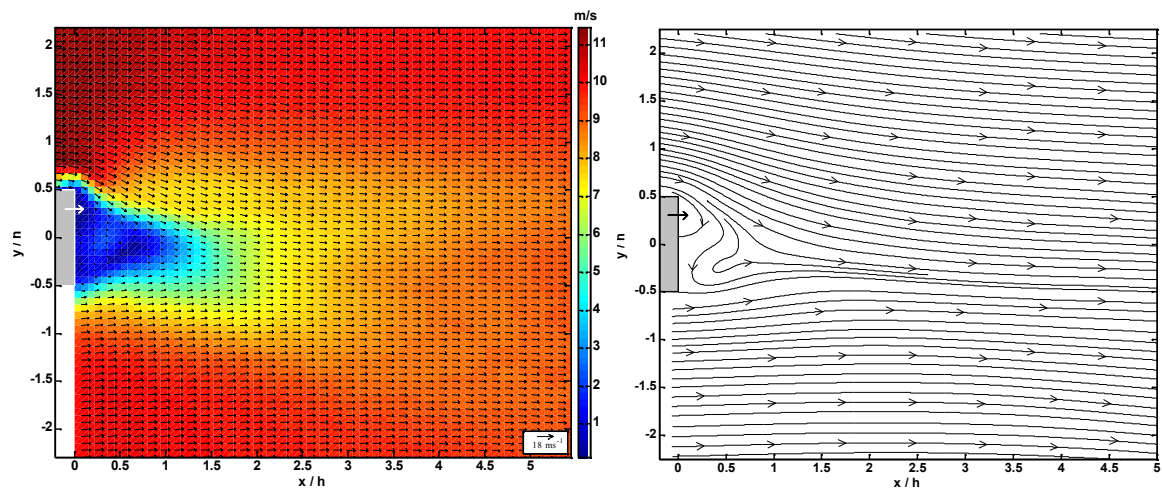


Figure IV.15. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle haut

$$(A=4 V_{\text{RMS}}, f=100 \text{ Hz}) \text{ et } U_{\infty} = 9 \text{ m/s}$$

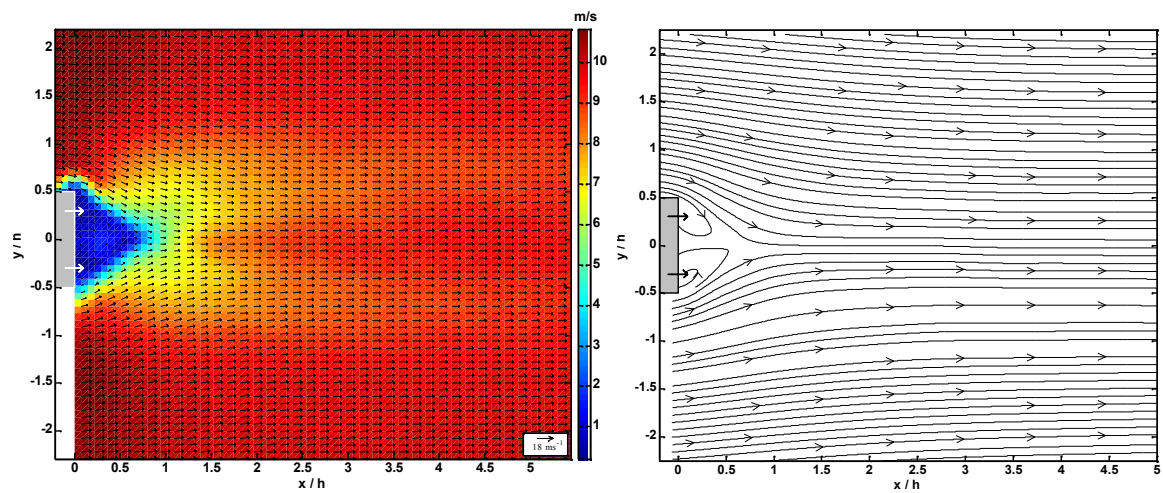


Figure IV.16. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle double en phase

$$(A=4 V_{\text{RMS}}, f=100 \text{ Hz}) \text{ et } U_{\infty} = 9 \text{ m/s}$$

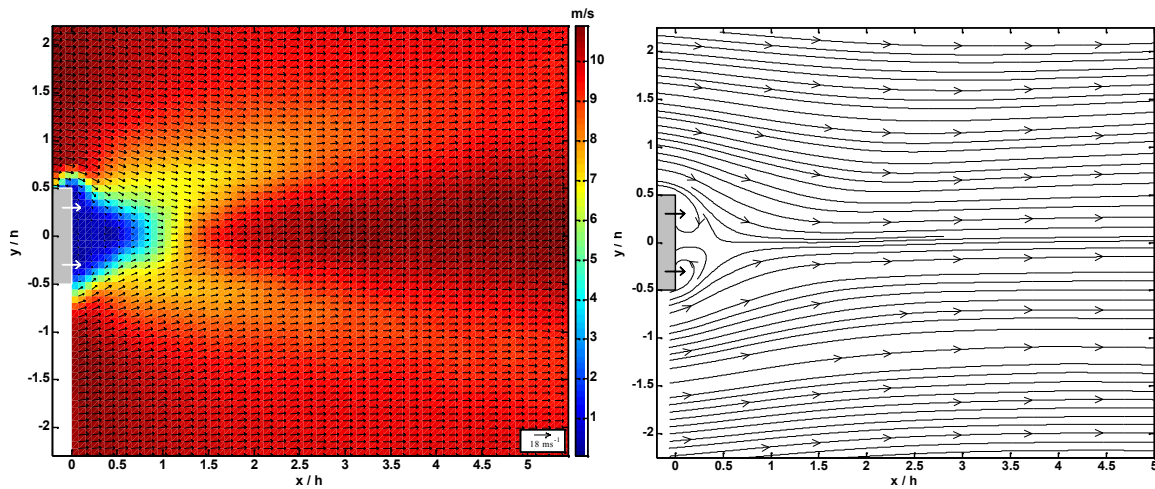


Figure IV.17. Champ moyen de vitesse et carte de lignes de courant cas du contrôle double en opposition de phase

$$(A=4 V_{RMS}, f=100 \text{ Hz}) \text{ et } U_{\infty}=9 \text{ m/s}$$

Tableau IV.5. Estimation de la dimension de la zone à grand déficit de vitesse (>50 %) pour différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4 V_{RMS}$

Configuration	Un déficit de 50% jusqu'à x/h=
Sans contrôle	5
Contrôle bas	1,5
Contrôle haut	1,5
Contrôle double $\varphi = 0^\circ$	1
Contrôle double $\varphi = 180^\circ$	1

Dans le cas où le contrôle ne s'exerce que d'un seul côté, le sillage est fortement dissymétrique : l'écoulement apparaît globalement dévié vers le côté non contrôlé. Cependant, le contrôle double symétrique conserve la symétrie initiale du sillage. Ces phénomènes s'expliquent assez simplement : chaque jet synthétique agit principalement sur l'écoulement extérieur qui lui est proche en lui faisant combler la zone morte. Ainsi, lors du contrôle double, l'écoulement extérieur est sollicité des deux côtés de la plaque, tandis que lors d'un contrôle unilatéral, seul l'écoulement issu du côté contrôlé vient combler le sillage.

En ce qui concerne les lignes de courant, on constate une importante modification de leur aspect dans la zone du sillage. Dans le cas d'un contrôle d'un seul côté, les lignes s'incurvent vers l'axe se resserrent côté contrôle. Dans le cas d'un contrôle double, la zone perturbée se réduit mais les lignes restent symétriques par rapport à l'axe horizontal.

Il faut noter au passage que le contrôle unilatéral s'apparenterait au contrôle de l'écoulement derrière une marche ou au contrôle de diffuseur : l'écoulement du côté contrôlé vient combler le déficit de sillage, et ce jusqu'à rencontrer l'écoulement du côté opposé.

En ce qui concerne la recirculation moyenne, les mesures réalisées en l'absence de contrôle laissent apparaître dans la zone de culot deux cellules contrarotatives, symétriques par rapport à l'axe de la plaque, de faible intensité et légèrement détachées du culot. Sous l'effet du contrôle, cette structure de recirculation se trouve fortement modifiée : le contrôle génère un flux significatif en paroi de culot, qui alimente une recirculation de fluide issu du côté contrôlé de la plaque. Sous l'effet du contrôle double, les deux cellules de recirculation se trouvent plaquées contre le culot.

Dans le cas du contrôle double, on a étudié l'influence du déphasage entre les deux actionneurs. On s'aperçoit que le sillage apparaît globalement peu affecté par le déphasage φ pour les deux valeurs étudiées 0° et 180° . Par ailleurs, on note une augmentation de la norme de la vitesse sur l'axe de symétrie horizontal ($y=0$) pour le cas $\varphi = 180^\circ$ par rapport au cas $\varphi = 0^\circ$. Les lignes de courant correspondantes au cas $\varphi = 180^\circ$ sont plus serrées.

Finalement, si on compare les puissances utilisées dans la présente étude (contrôle derrière une paroi perpendiculaire à l'écoulement) à celles utilisées dans d'autres configurations (diffuseur à paroi incliné ou cylindre, voir chapitre I), on constate que la configuration étudiée nécessite une puissance plus importante. Ceci mis en évidence l'effet d'amplification fluide que peut jouer une paroi aval sur le jet pulsé. Plus précisément, cet effet est lié au recollement de couche limite dans le cas d'une paroi inclinée ou courbée. Cette remarque sera exploitée dans le paragraphe IV.7.

IV-4.5. ACTION SUR LES CARTES DES ENERGIES DE FLUCTUATIONS

Les iso-contours d'énergie cinétique fluctuante correspondant aux différentes situations de contrôle sont donnés dans la figure IV.18. Le contrôle fait augmenter de façon significative cette énergie. Dans le cas du contrôle unilatéral, les fluctuations atteignent une valeur maximale quatre fois plus élevée que dans le cas sans contrôle. Le sillage immédiat de la plaque se trouve animé. Le cas du contrôle double permanent montre que le contrôle influence une petite zone de l'écoulement autour de l'axe de symétrie horizontale. Cependant, sous l'action du contrôle bilatéral en opposition de phase, on obtient une zone de fluctuations beaucoup plus étendue qui s'approche de la superposition des zones obtenues sous l'action des contrôles haut et bas séparément. Deux lobes de fluctuations intenses se forment derrière la plaque.

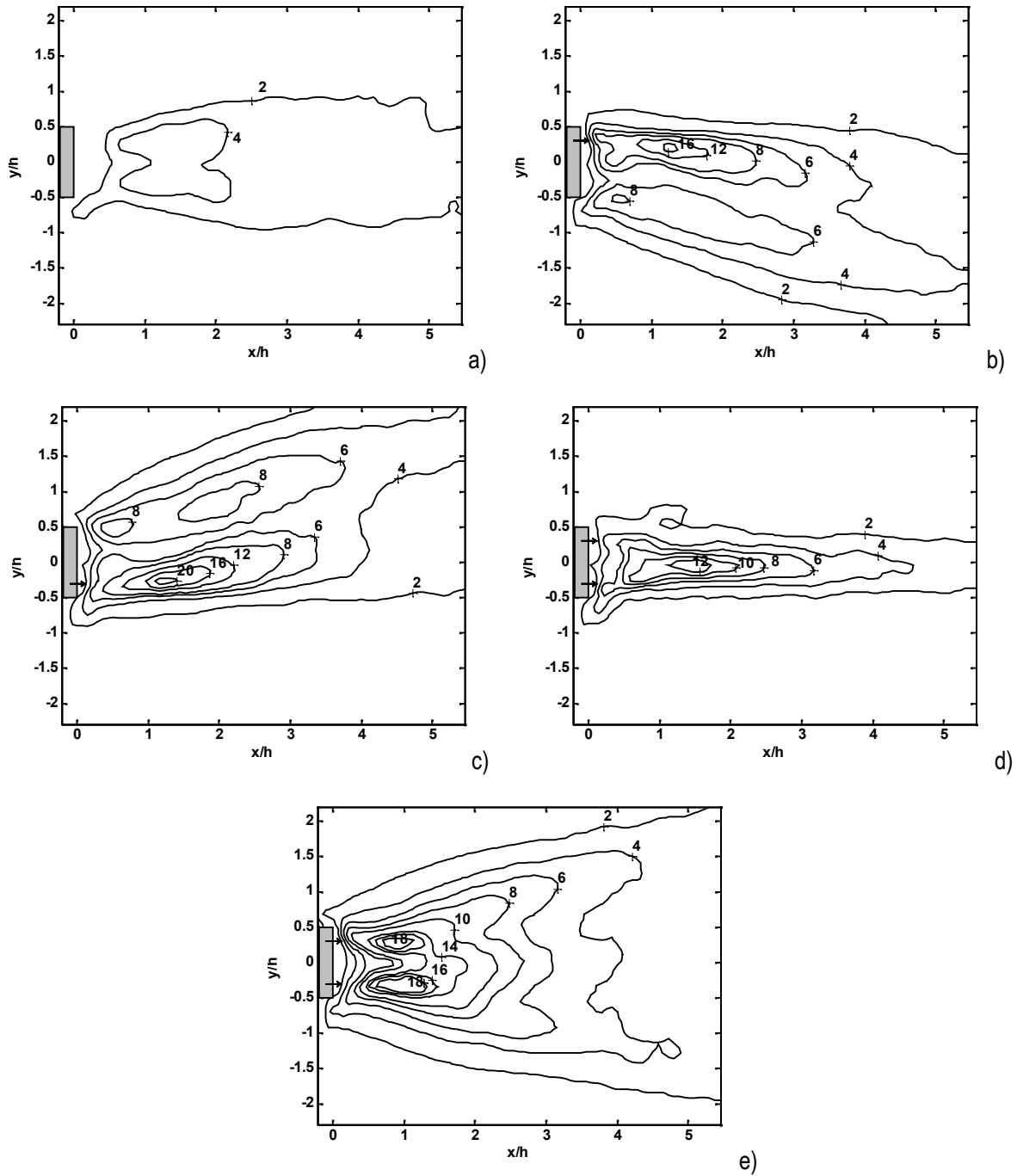


Figure IV.18. Carte des énergies de fluctuations

(m/s)² dans les cas sans contrôle (a), contrôle haut (b), contrôle bas (c), contrôle double $\varphi = 0^\circ$ (d) et contrôle double $\varphi = 180^\circ$ (e) avec $A=4$, $f=100$ Hz et $U_\infty = 9$ m/s

IV-4.6. CARTES DE VECTORISATION DANS LE SILLAGE

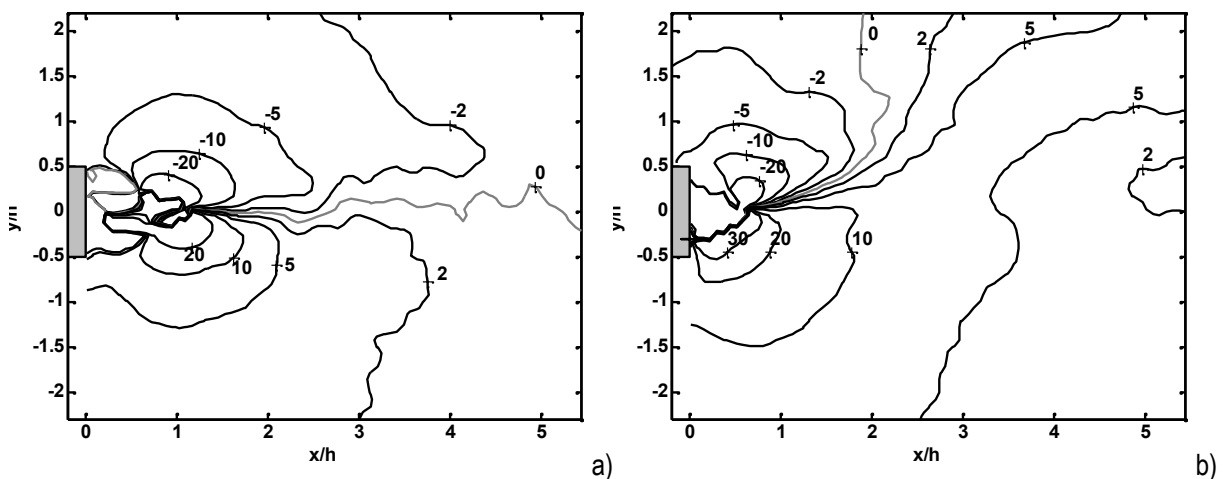
La déformation du sillage sous l'effet du contrôle se traduit notamment dans la déviation de l'écoulement. La figure IV.19 illustre les cartes des angles des vecteurs de vitesse moyenne, par rapport à l'horizontale, dans les différentes situations. Ces angles sont obtenus à partir des composantes des vecteurs vitesse U et V , par la relation :

$$\alpha(x, y) = \text{arctg}\left(\frac{V(x, y)}{U(x, y)}\right) \quad (\text{IV.1})$$

En l'absence de contrôle, l'écoulement est toujours orienté vers l'intérieur du sillage (en relation avec le déficit de vitesse), avec des angles maximaux dans les zones de cisaillement. Ce maximum est de l'ordre de 20° . On observe également une symétrie appréciable de la carte par rapport à l'axe $y=0$.

Dans le cas d'un contrôle unilatéral, la déviation globale de l'écoulement côté non contrôlé est particulièrement remarquable, puisque tous les vecteurs de vitesse moyenne sont déviés de ce même côté. La ligne indiquant un angle de 0° est fortement déviée côté non contrôlé. Des valeurs plus importantes apparaissent côté contrôlé. En plus, les zones à grand angle s'élargissent côté contrôlé et se resserrent côté opposé au contrôle. Un effet de vectorisation globale de l'écoulement (de 5° pour le contrôle bas et de -5° pour le contrôle haut) est observé loin derrière la plaque ($x/h > 2$).

Dans le cas du contrôle double, on retrouve la symétrie du cas naturel. Le sillage, dans ce cas, a été largement réduit sans empêcher l'apparition de zones à haut degré de déflexion.



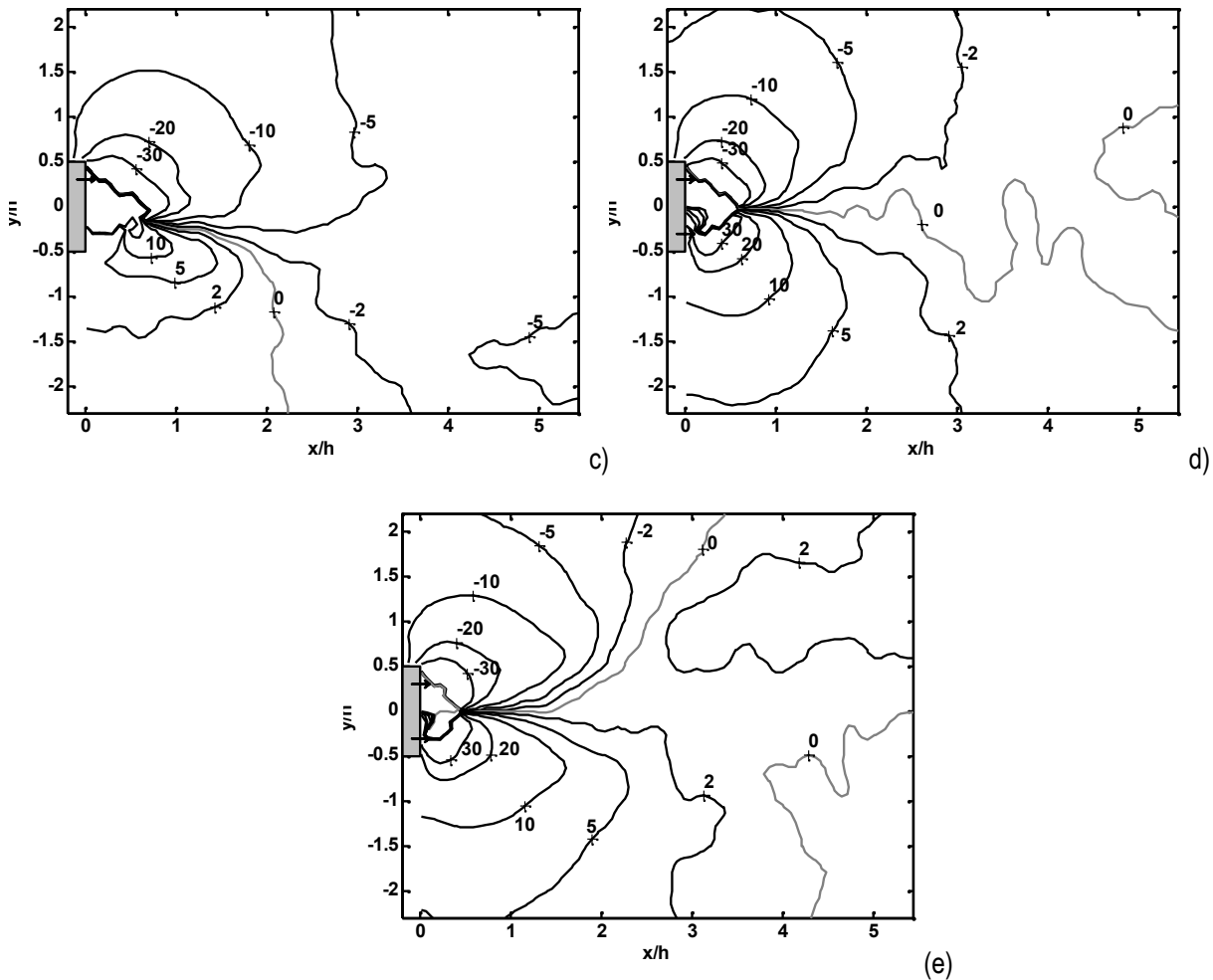


Figure IV.19. Carte des angles des vecteurs de vitesse moyenne (en deg)

dans les cas sans contrôle (a), contrôle bas (b), contrôle haut (c), contrôle double $\varphi = 0^\circ$ (d) et contrôle double $\varphi = 180^\circ$

(e) avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 \text{ Hz}$ et $U_\infty = 9 \text{ m/s}$

IV-4.7. ACTION SUR LE COEFFICIENT DE TRAINEE

Pour connaître la résistance totale de la plaque, qui est la somme de la résistance de sillage et de la résistance de frottement, on peut déterminer expérimentalement le coefficient de traînée C_x en utilisant la relation de Jones [3] dans le cas 2D (voir Annexe A1). Pour ceci, nous avons effectué des mesures de pression par tube de Pitot à proximité de la plaque et loin derrière la plaque. Les mesures de vitesse par PIV ne sont pas exploitables pour réaliser cette tâche vue la mauvaise résolution spatiale de la PIV et l'étendue limitée des mesures.

Les résultats des mesures pour le cas $U_\infty = 9 \text{ m/s}$ sont regroupés dans le tableau IV.6.

Tableau IV.6. Valeurs du coefficient de traînée C_x pour différents types de contrôle sur la couche limite, cas $A=4 V_{RMS}$

Configuration	Sans contrôle	Contrôle unilatéral	Contrôle double $\varphi = 0^\circ$	Contrôle double $\varphi = 180^\circ$
C_x	0.026	0.013	0.011	0.0081

D'après ces mesures, le contrôle unilatéral réduit de 50 % le coefficient de traînée C_x . Sous l'action du contrôle double en phase et en opposition de phase, cette réduction passe respectivement à 57 % et 68 %. Le contrôle double en opposition de phase apparaît donc plus efficace que celui en phase en terme de réduction du coefficient de traînée. Ceci peut s'expliquer par la légère différence en terme de comblement du déficit de la vitesse moyenne au niveau de l'axe de symétrie horizontal ($y=0$).

IV-5. ANALYSE DES MECANISMES DU CONTROLE

Des mesures PIV synchronisées sur le signal de contrôle ont été effectuées, afin d'obtenir des moyennes de phase $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ du sillage contrôlé, pour les phases entre 0° et 300° avec un pas de 60° du signal du contrôle. Dans le cas du contrôle double une étude plus détaillée a été réalisée (les mesures ont été réalisées sur un domaine spatial plus petit tous les 10° du signal du contrôle).

Dans le cas du contrôle double en phase (figure IV.20), l'étude des champs de vitesse synchronisés avec le contrôle confirme la génération dans le sillage de structures périodiques à grande échelle. Ces structures se développent au cours du cycle d'injection, selon des agencements parfois complexes, interagissent entre elles, et sont convectées par l'écoulement principal.

Pendant l'aspiration (phases 0° , 30° et 60°), on observe des structures non convectées, situées sur chacun des deux coins du culot. Lorsque l'amplitude du soufflage commence à être suffisamment importante, ces structures sont poussées vers l'aval (phase 90°). Les jets synthétiques prennent de l'ampleur en fonction du temps (phases 120° à 180°). A l'instant où les deux jets synthétiques en phases interagissent et sous la pression de l'écoulement principal, un phénomène d'aspiration des structures côté intérieur se forme, alors que les deux structures extérieures des jets synthétiques vont continuer à évoluer vers l'aval (phase 210° et 270°). Les structures aspirées bénéficient du cycle d'aspiration qui vient de commencer pour se rapprocher plus du culot de la plaque (phases 270° à 330°).

En résumé, on note que les structures générées par le contrôle sont très présentes au voisinage du culot. Ce phénomène joue en faveur de la réduction du sillage des vitesses moyennes. Par ailleurs, il semble que les jets synthétiques présentent un effet d'aspiration permanente de la couche limite amont (effet qui est d'ailleurs exploité dans les expériences de contrôle de décollement). En effet, quel que soit la phase du cycle d'injection, on observe toujours, au voisinage des deux coins du culot droit, la présence de structures qui tirent la couche limite amont vers la zone du culot. Ainsi, en phase de soufflage, l'effet d'entraînement du jet de contrôle aspire la couche limite amont ; et en phase d'aspiration, on observe un effet direct de suction.

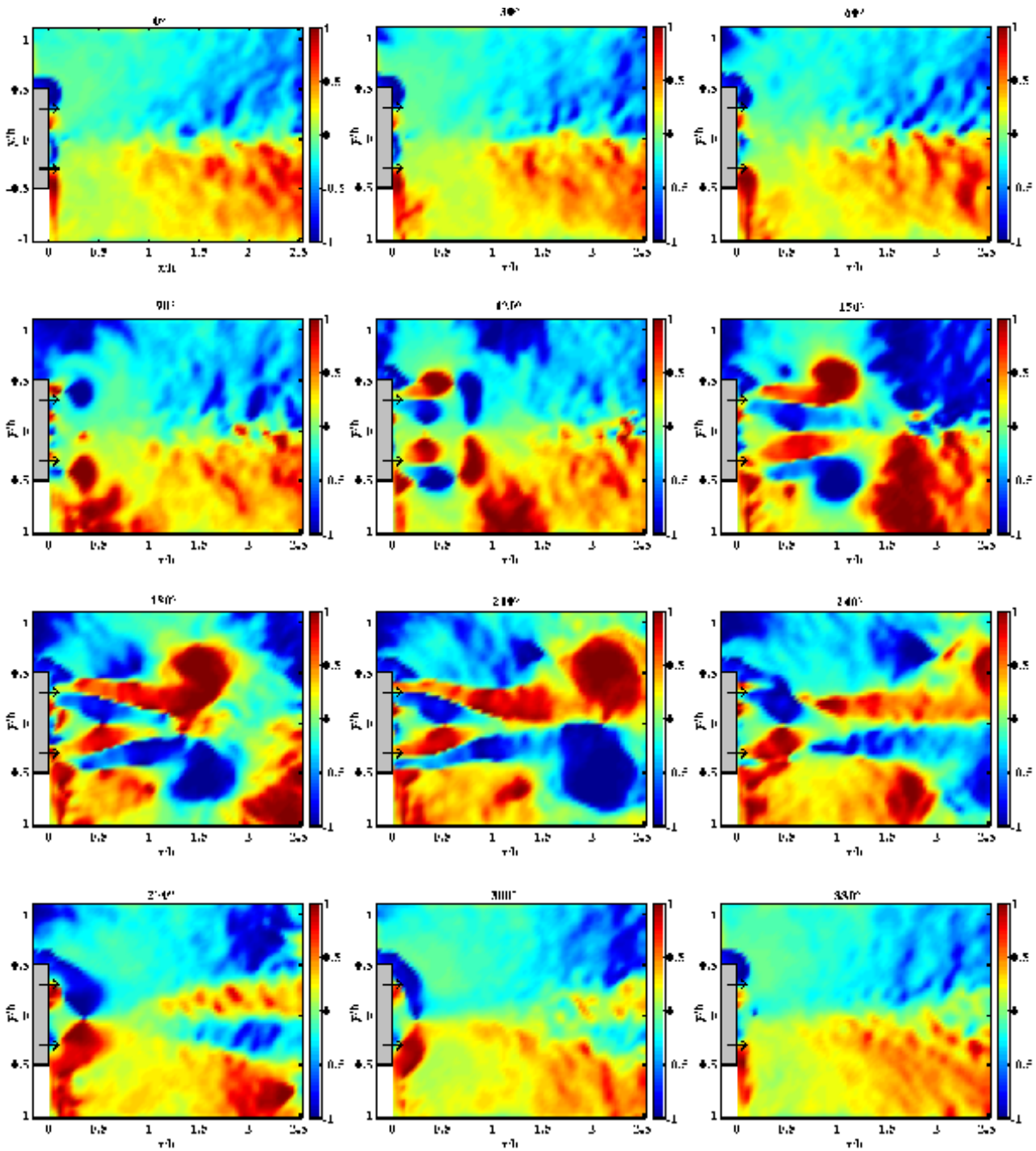


Figure IV.20. Carte du critère Γ_2 appliquée aux moyennes de phase $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$

dans le cas d'un contrôle double en phase avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 Hz$ et $U_\infty = 9 m/s$

IV-6. RECAPITULATIF DES RESULTATS

IV-6.1. REDUCTION DU SILLAGE

Sur le tableau IV.8, on regroupe les résultats obtenus pour les différentes situations et configurations étudiées. Il ressort de cette étude que:

- Pour $U_\infty = 9 m/s$, la fréquence 100 Hz paraît comme la fréquence la plus proche de la fréquence du contrôle optimal, un maximum de réduction du sillage et par suite du coefficient de traînée est obtenu pour cette

fréquence. Pour $U_{\infty} = 18$ m/s, la fréquence 200 Hz semble la plus adaptée sachant que l'apport du contrôle pour cette fréquence est largement influencé par une réponse de la cavité de compression un peu limitée.

- Pour les différentes configurations étudiées, une réduction importante de la taille du sillage est obtenue, cette réduction varie de 50% à 80%.
- La déphasage entre les signaux de contrôle des deux côtés semble ne pas beaucoup influencer la réduction du sillage, et ceci malgré le décalage de l'arrivée des structures du contrôle des deux côtés sur le plan horizontal de symétrie.

Tableau IV.8. Taux de réduction du sillage (en b) pour les différentes configurations étudiées

Configuration	Sans contrôle	Fréquence (Hz)	Contrôle unilatéral			Contrôle double $\varphi = 0^\circ$			Contrôle double $\varphi = 180^\circ$		
			50	100	200	50	100	200	50	100	200
$U_{\infty} = 9$ m/s	5		2	1,5	3,5	1,2	1	3	1,3	1	2,5
$U_{\infty} = 18$ m/s	4		2,5	2,4	2	1,2	1,2	1,1	1,5	1,5	1

IV-6.2. ANGLE DE VECTORISATION

Le tableau IV.9 récapitule les angles de vectorisation globale de l'écoulement mesurés à proximité du bord de fuite ($y/h = \pm 1$).

Tableau IV.9. Angle de vectorisation (en deg) pour les différentes configurations étudiées

Configuration	Sans contrôle	Fréquence (Hz)	Contrôle unilatéral			Contrôle double $\varphi = 0^\circ$			Contrôle double $\varphi = 180^\circ$		
			50	100	200	50	100	200	50	100	200
$U_{\infty} = 9$ m/s	7		15	17	5,7	14	14	7	15	17	7
$U_{\infty} = 18$ m/s	5,7		13	14	17	13	14	9	13	14	14

D'après ce tableau :

- On constate que les fréquences correspondant aux angles de vectorisation les plus importantes correspondent aux maximums de réduction du sillage ;
- Le déphasage entre les deux signaux d'excitation affecte la vectorisation, le contrôle double avec un déphasage de 180° semble être plus efficace que celui avec un déphasage de 0° . L'alternance de génération des structures facilite leurs aspirations vers la paroi.
- Le degré de vectorisation de l'écoulement s'est nettement amélioré sous l'action du contrôle, mais cette vectorisation de l'écoulement reste localisée à proximité du culot de la plaque. Le contrôle ne semble pas apporter des solutions aux problèmes de manoeuvrabilité des systèmes aérodynamiques qui peuvent être

simulé par une plaque plane. Une amélioration du dispositif de contrôle pour généraliser la vectorisation à l'écoulement aval est exposée dans le paragraphe suivant.

IV-7. AMELIORATION DU SYSTEME DU CONTROLE : CONTROLE HAUT TANGENTIEL COMBINE A UN CONTROLE BAS NORMAL

Au vu des champs de vitesse moyenne avec contrôle d'un seul côté, il apparaît que la vectorisation de l'écoulement vers le côté non contrôlé se trouve limitée par la présence de l'écoulement de ce côté. On a eu donc l'idée d'injecter de la quantité de mouvement moyenne à cet écoulement pour le dévier directement. L'utilisation d'un jet normal à l'écoulement, et en particulier un jet synthétique, peut permettre cette injection de quantité de mouvement. C'est pourquoi nous avons essayé un contrôle au culot par un système de deux jets synthétiques dissymétriques : l'un agit tangentielllement d'un côté du culot pour dévier l'écoulement dans la zone de culot (selon le mécanisme du contrôle par un seul jet étudié précédemment), l'autre agit perpendiculairement de l'autre côté du culot pour dévier l'écoulement en le repoussant du culot. Une tête cylindrique (figure IV.21) a été ajoutée au dispositif pour retarder au maximum le décollement des structures tourbillonnaires générées par le contrôle haut d'après la référence [15].

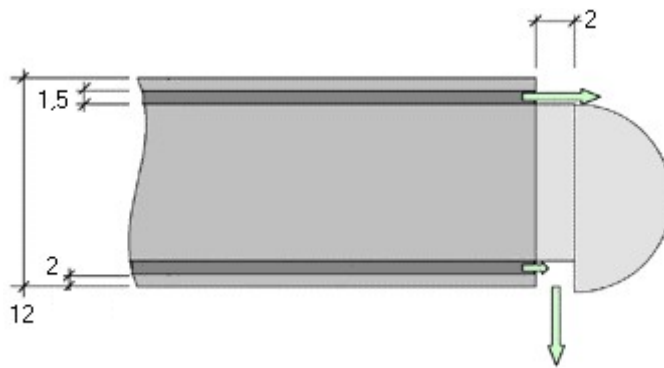


Figure IV.21. Dispositif proposé en vue de l'optimisation de la vectorisation de l'écoulement derrière la plaque
(les dimensions sont en mm)

La figure IV.22.a donne dans le cas sans contrôle une carte des lignes de courant en présence du dispositif ajouté, on remarque que le sillage garde ses caractéristiques mais il s'est déplacé vers l'aval d'une distance équivalente à la dimension du dispositif inclus. Sous l'action du contrôle tangentiel (côté haut), l'écoulement est fortement dévié vers le bas mais sans apport significatif comparé au cas de la plaque seule (voir figure IV.14). Ce ne serait pas le cas sous l'action des contrôles tangentiel et normal au sens de l'écoulement. En effet et comme l'illustre la figure IV.23, la composante de vitesse non débitante est plus importante donnant lieu à une vectorisation plus grande.

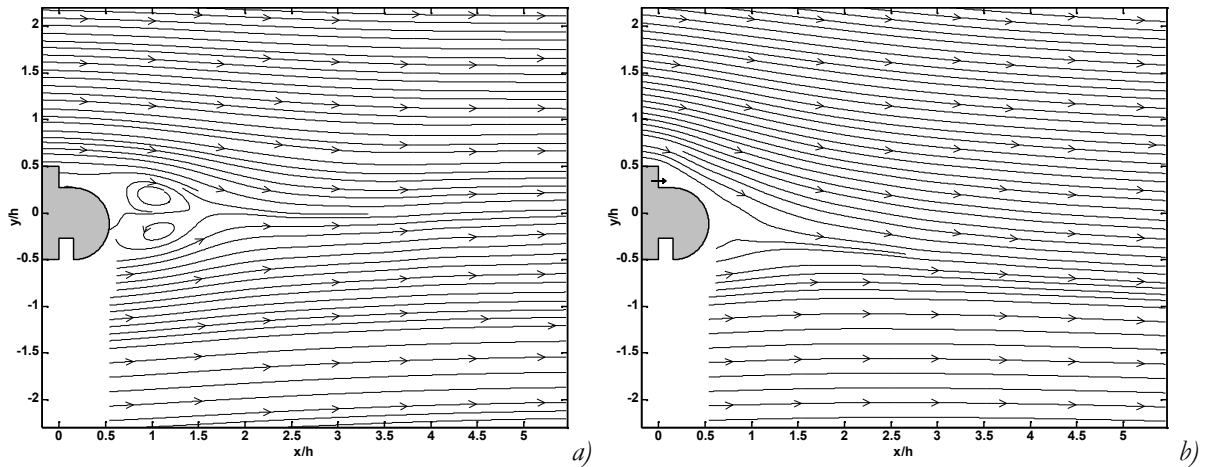


Figure IV.22. Lignes de courant issues des champs moyens de vitesse

dans les cas (a) sans contrôle (b) contrôle haut avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 Hz_x$ et $U_\infty=9 m/s$

La comparaison des figures IV.15 et IV.23 correspondant aux cas de vectorisation de l'écoulement sans et avec le jet synthétique normal, montre que la zone à faible vitesse, donnée par les cartes des normes de vitesse, s'est déplacée vers le bas en s'éloignant de sa position médiane et que la vitesse de l'écoulement en dessous de la plaque décroît de façon significative sous l'influence du jet synthétique normal.

La visualisation des moyennes de phase pour cette configuration (figure IV.24) correspondant à une phase du cycle de soufflage et une phase du cycle d'aspiration, montre que la structure intérieure du jet synthétique voit sa taille atteindre une taille importante ce qui lui permet d'occuper le sillage qui se forme dans cette configuration en profitant pleinement du travail assuré par le contrôle perpendiculaire. La convection par l'écoulement du bas de cette structure, offre la possibilité à l'écoulement du haut de pénétrer de façon significative dans l'écoulement du bas. Ces constatations sont confirmées par les cartes de vectorisation (figure IV.25). Comparé à la figure IV.19.c correspondant au contrôle côté haut du sillage de la plaque, la figure IV.25.b montre que l'angle de vectorisation est plus important dans la zone de sillage et dans toute la zone inférieure du domaine de mesure. On gagne moyennement 5° supplémentaire en ajoutant ce dispositif d'optimisation. La comparaison avec le cas sans contrôle (figure IV.25.a), donne une idée sur la vectorisation globale sous l'influence de ce type de contrôle.

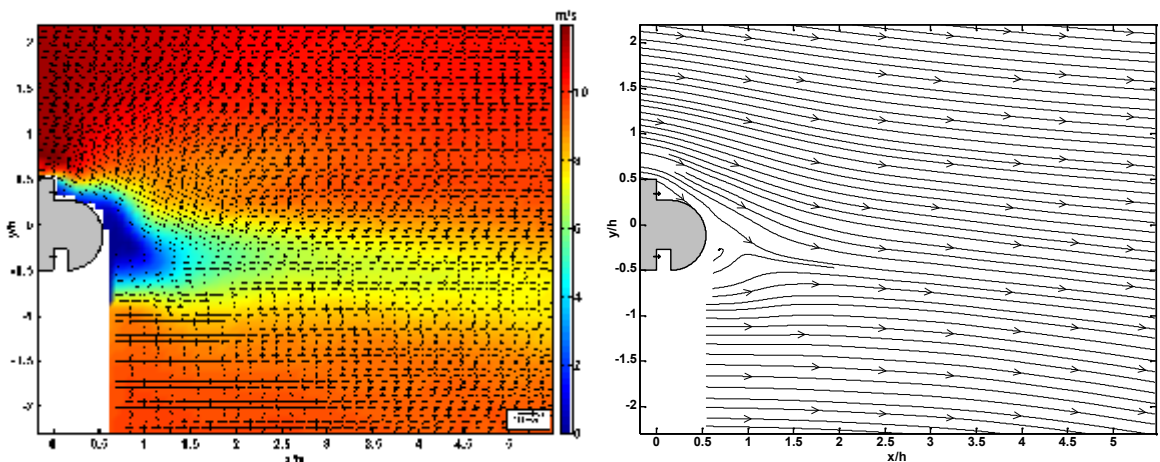


Figure IV.23. Champ moyen de vitesse dans le cas d'un contrôle de deux côtés

(à gauche) et les lignes de courant associées (à droite) avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 Hz_x$ et $U_\infty=9 m/s$

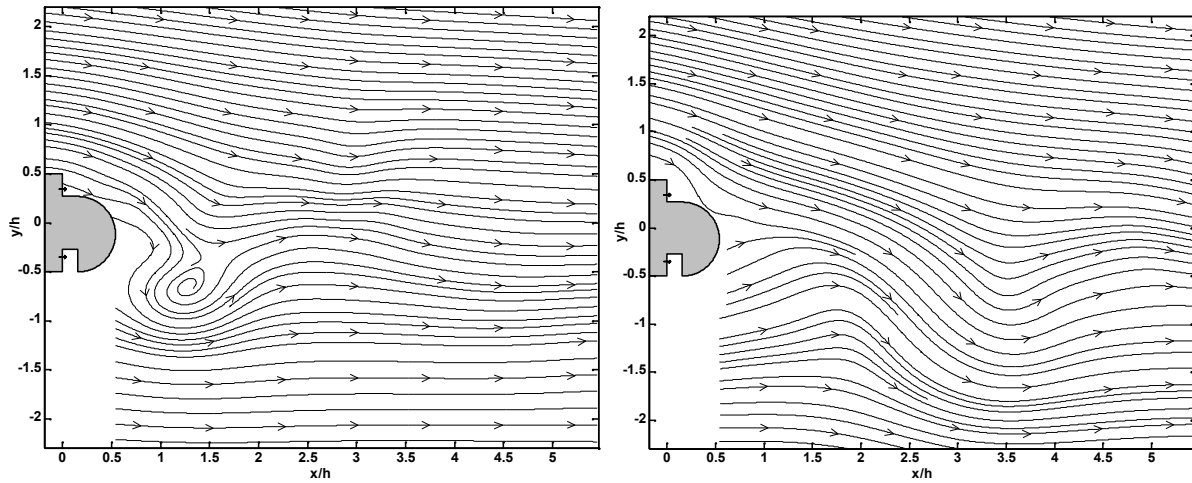


Figure IV.24. Moyennes de phase dans le cas d'un contrôle de deux côtés pour une phase de soufflage (à gauche) et une phase d'aspiration (à droite) avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 Hz$ et $U_{\infty}=9 m/s$

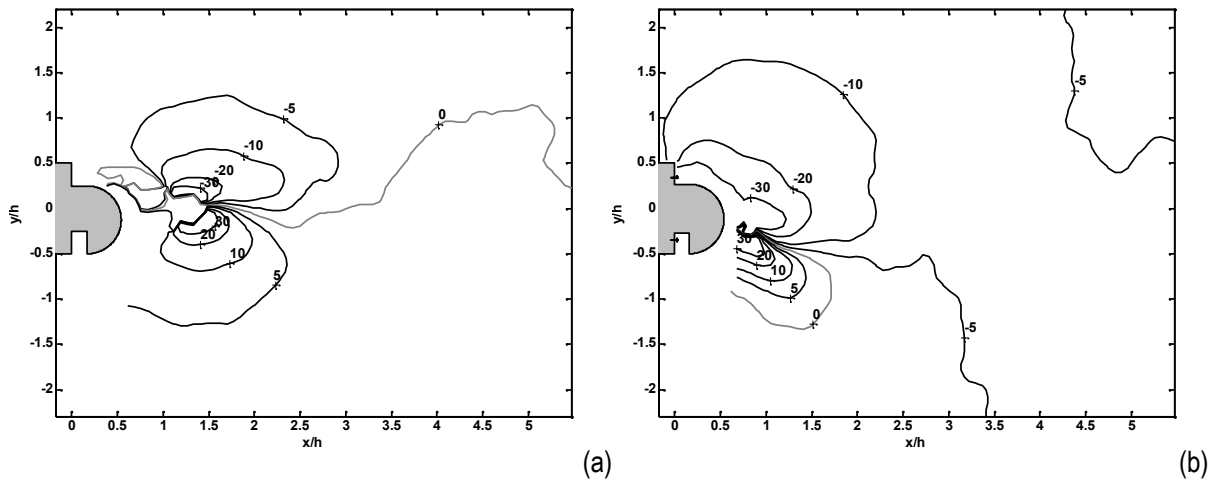


Figure IV.25. Carte des angles des vecteurs de vitesse moyenne (en deg)

dans le cas (a) sans contrôle (b) contrôle de deux côtés avec $A=4 V_{RMS}$, $f=100 Hz$ et $U_{\infty}=9 m/s$

IV-8. POST-TRAITEMENT PAR POD DES MESURES PIV

IV-8.1. DETERMINATION DES STRUCTURES COHERENTES DE L'ÉCOULEMENT SANS CONTRÔLE

La figure IV.26 présente un exemple de champ de vitesse instantané mesuré par PIV et sans contrôle. La figure IV.27 présente les résultats obtenus par application des différentes techniques de détection des structures cohérentes. Ces techniques sont la carte de vorticité, le critère Γ_1 , les lignes de courants et le critère Γ_2 . Cette figure montre que seule la carte du critère Γ_2 appliquée à chacune des réalisations permet de détecter de façon acceptable l'évolution de l'écoulement dans le sillage de la plaque plane. En effet, le caractère non galiléen de ce critère permet l'élimination de l'effet de l'écoulement moyen.

Par ailleurs, les différents critères ne s'appliquent qu'à une réalisation sans faire appel au reste des réalisations, ce qui ne donne aucune information sur l'évolution temporelle des réalisations.

Comme la fréquence d'acquisition des mesures (quelques Hz) est plus petite que la fréquence de génération des structures cohérentes (de l'ordre d'une centaine de Hz), les techniques d'identification déjà citées ne permettent pas de suivre l'évolution temporelle de ces structures. On se propose dans la suite d'utiliser l'illustrer l'efficacité de la POD dans l'extraction et le suivi des structures cohérentes.

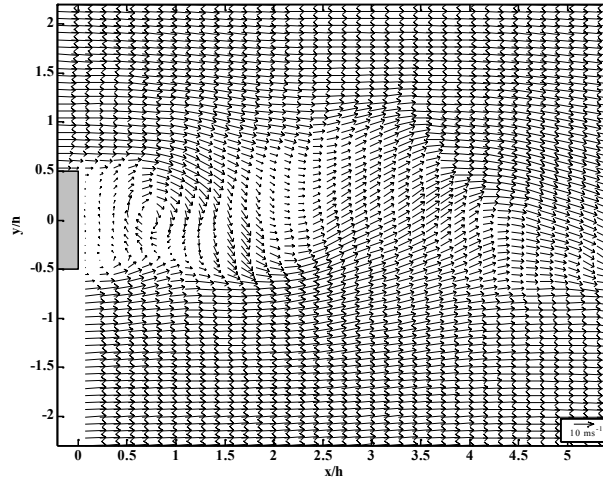


Figure IV.26. Champ de vitesse instantané

(Remarque : 1 vecteur sur 2 suivant x est représenté pour des raisons de lisibilité)

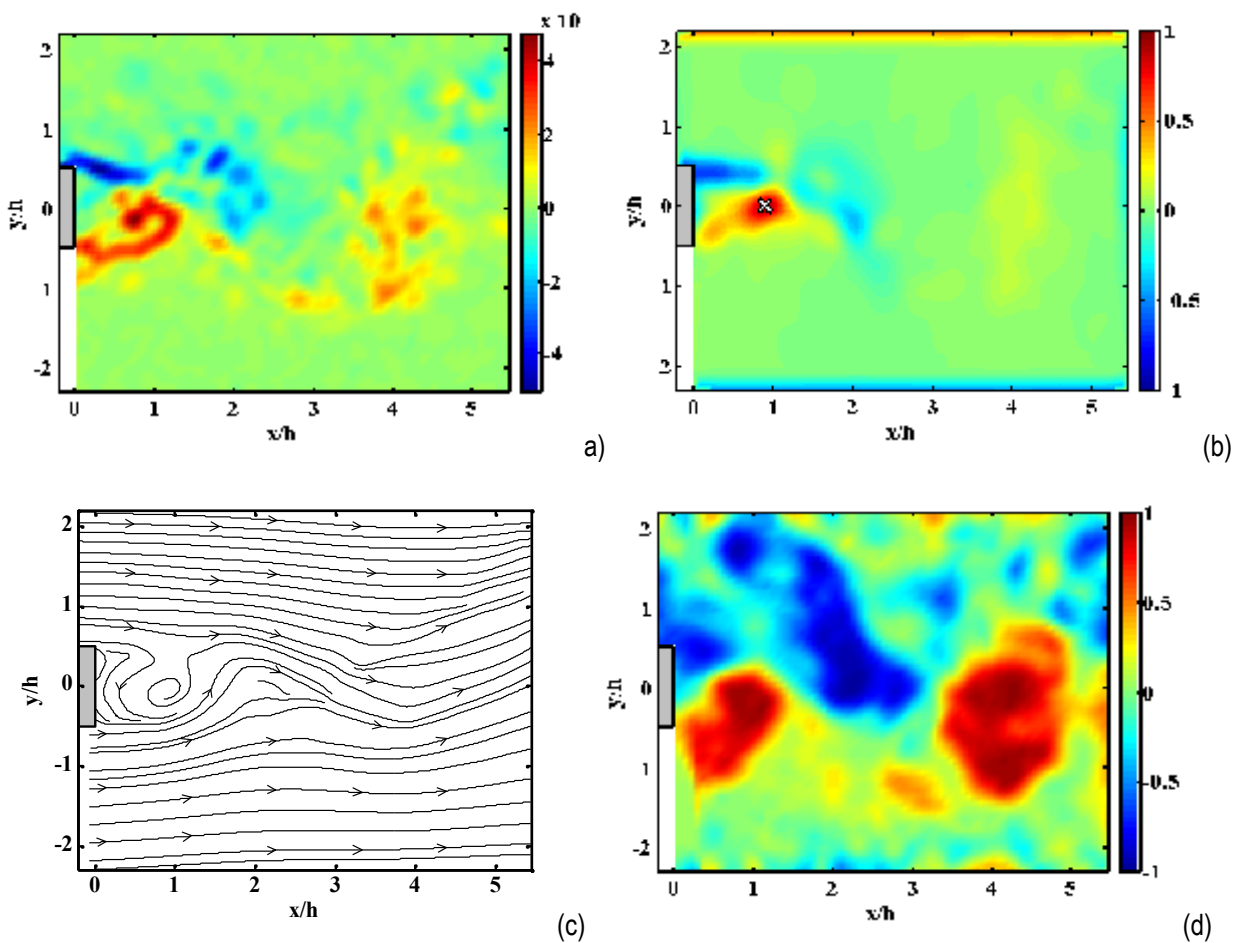


Figure IV.27. Résultats de l'application de différents critères au champ instantané
(a) carte de la vorticité (b) critère Γ_1 (c) Lignes de courant (d) critère Γ_2

La couleur bleu correspond à la rotation dans le sens horaire.

IV-8.1.1. Analyse POD des réalisations

Nous utilisons la technique des snapshots pour 200 réalisations pour l'analyse par POD des mesures PIV. Cette analyse a permis l'extraction des différents modes de l'écoulement (Figure IV.28).

Le premier mode représente l'écoulement moyen avec ses deux structures contrarotatives qui se forment dans le sillage de la plaque. Les modes suivants permettent la visualisation des autres structures cohérentes selon leur poids énergétique. Une certaine forme d'organisation de ces structures est visible. Sur les modes 2 et 3, on observe l'alternance de l'apparition sur l'axe médian des deux structures contrarotatives de même taille que la dimension caractéristique du culot de la plaque plane. Les modes 4 et 5, illustrent les structures de poids énergétiques plus faibles et qui viennent se combiner avec les modes 2 et 3 pour donner la forme finale des allées de von Karman. Enfin, on note l'efficacité du critère Γ_1 dans la détection des structures cohérentes en absence d'écoulement moyen (modes de 2 à 5).

L'énergie de chaque mode est donnée par la valeur propre correspondante. Sur la figure IV.29, on présente les différentes valeurs propres obtenues. La première valeur propre représente 96% de la somme de toutes les valeurs propres, donc de l'énergie totale du signal. L'énergie des fluctuations ne dépasse pas les 4%. Les quatre modes suivant possèdent respectivement 1.55%, 1.24%, 0.081% et 0.075%. Le poids énergétique des autres modes est voisin de 1%. Sous ces conditions, une reconstruction des différents champs de vitesse en utilisant les 5 premiers modes ne fait perdre le signal vitesse au 1% de son énergie.

L'analyse des coefficients de projection de chaque réalisation sur la base modale permet de constater que seul le premier coefficient a_1 présente une moyenne importante ($\overline{a_1}=518.18$), alors que les autres possèdent des moyennes pratiquement nulles mais des fluctuations importantes (figure IV.30).

Sur la figure IV.31, on présente un champ instantané de vitesse mesuré par PIV et le champ de vitesse reconstruit au même instant en utilisant les cinq premiers modes. Devant la complexité de définir un critère de comparaison de deux champs de vitesse, on se contente de dire que les deux champs mesuré et reconstruit sont semblables. A l'aide du critère Γ_1 , on vérifie que le centre du tourbillon a pour coordonnées (0.73, 0.06 h) alors que sur le champ reconstruit la position du centre du tourbillon est (0.73 h, 0.03 h).

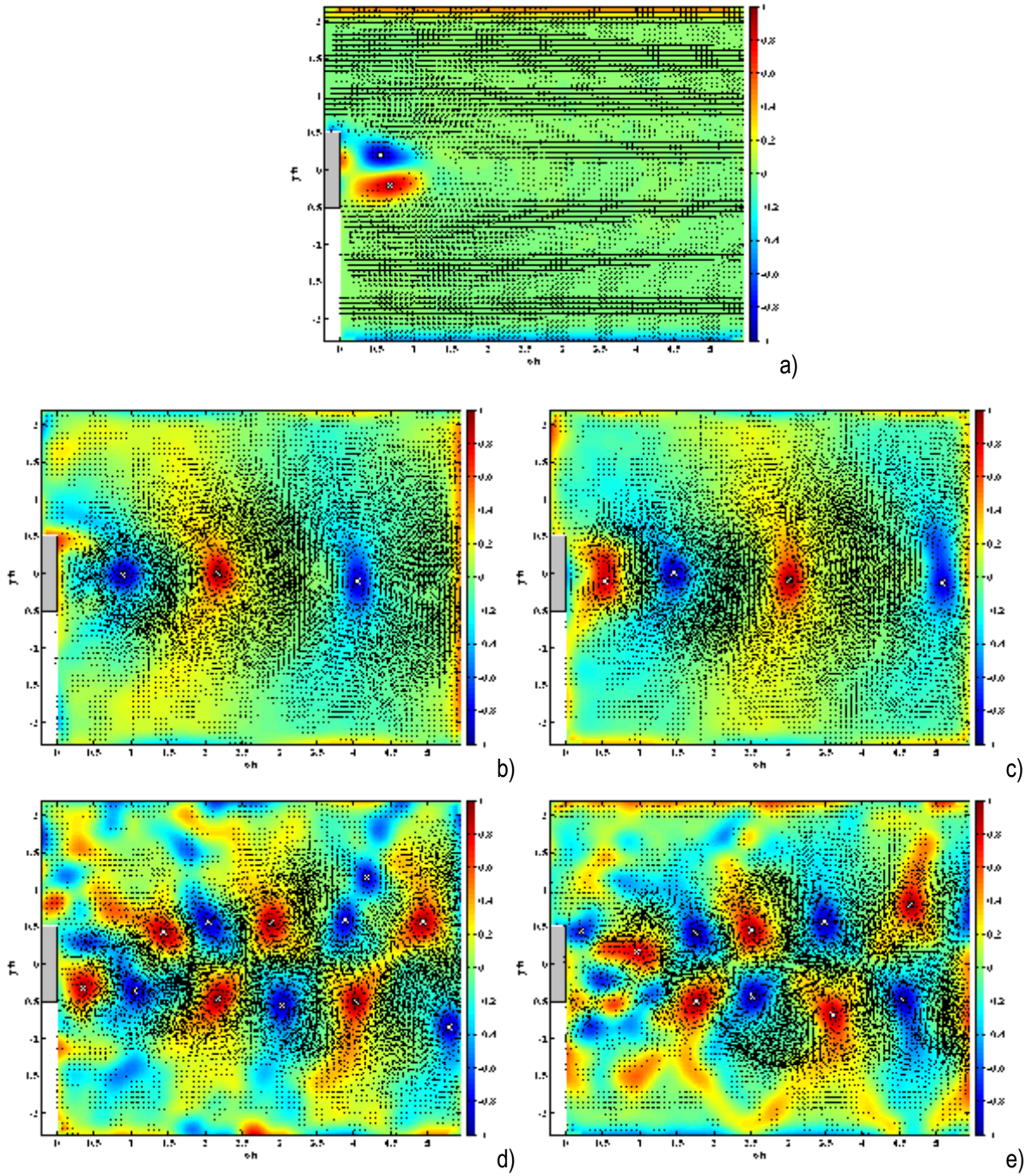


Figure IV.28. Les cinq premiers modes issus de la décomposition POD combiné aux cartes du critère Γ_1

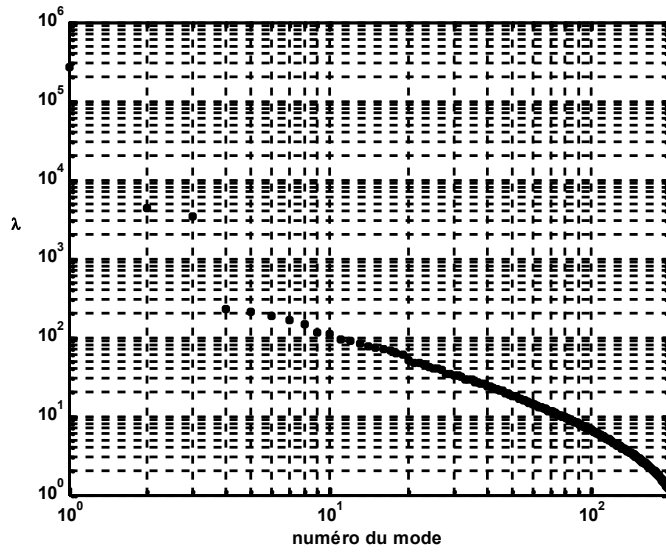


Figure IV.29. Différentes valeurs propres associées à chaque mode

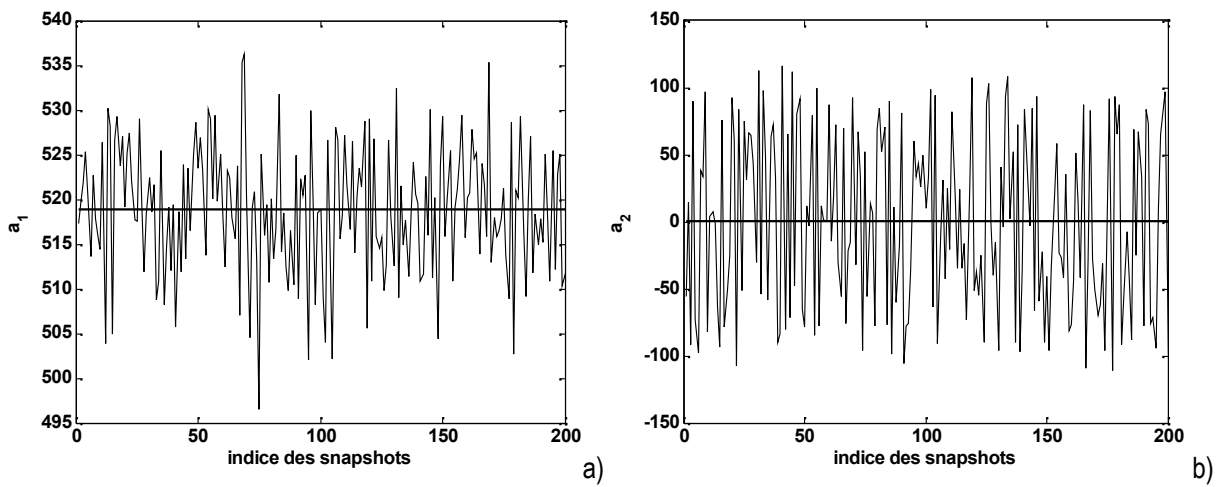


Figure IV.30. Coefficients a_1 (a) et a_2 (b) associés aux deux premiers modes

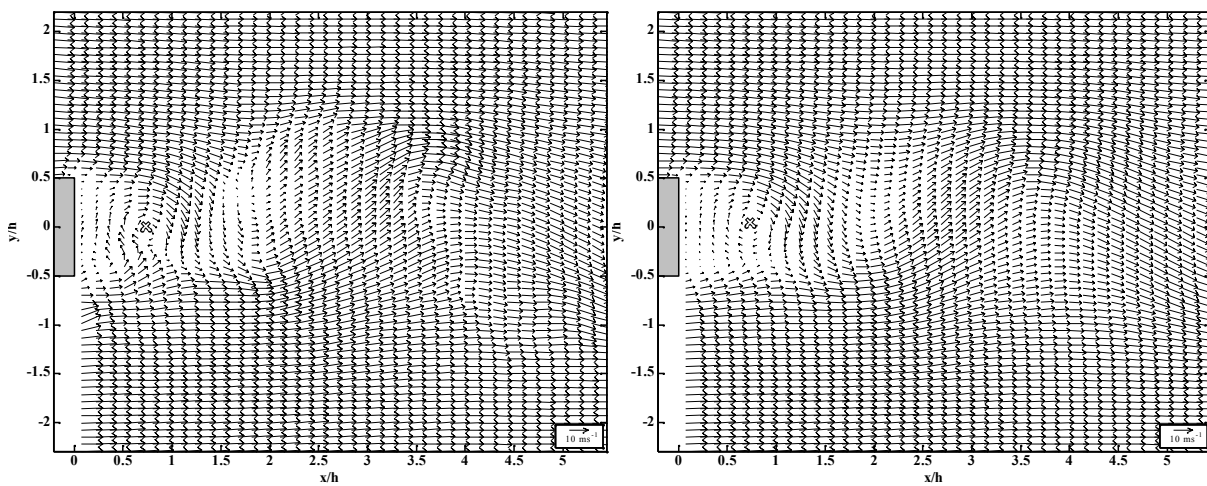


Figure IV.31. Champ instantané de vitesse (à gauche) Champ reconstruit à partir des 5 premiers modes (à droite)

IV-8.1.2. Ré-organisation des réalisations dans le temps

L'organisation des structures détectées sur les premiers modes et le caractère pseudo-périodique de ce type d'écoulement, nous a poussé à chercher des relations entre deux coefficients successifs. La représentation du troisième coefficient en fonction du second est donnée sur la figure IV.32. Cette figure montre nettement que ces coefficients sont fortement liés.

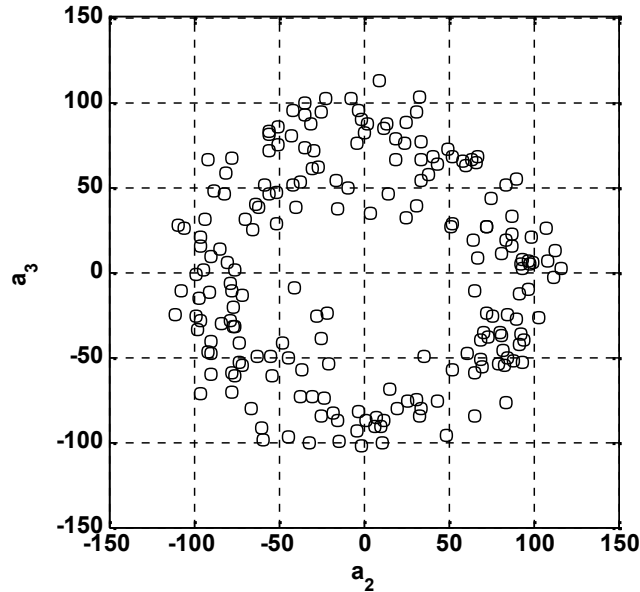


Figure IV.32. Variation du coefficient a_3 en fonction de a_2

Une modélisation des coefficients a_2 et a_3 peut s'écrire en tenant compte de la figure IV.33 comme suit :

$$\begin{cases} a_2 = -a_{23} \cdot \cos(\varphi_{23}) = -a_{23} \cdot \cos(2\pi ft) \\ a_3 = -a_{23} \cdot \sin(\varphi_{23}) = -a_{23} \cdot \sin(2\pi ft) \end{cases}$$

avec $\text{tg}(\varphi_{23}) = \frac{a_3}{a_2}$ et a_{23} est égale à la valeur moyenne de $\sqrt{a_2^2 + a_3^2}$.

Une validation de l'évolution sinusoidale des coefficients a_2 et a_3 est donnée sur la figure IV.34.

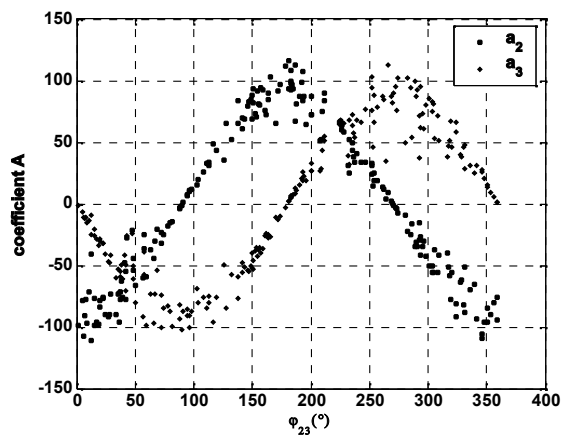


Figure IV.33. Variation des coefficients en fonction de la phase φ_{23}

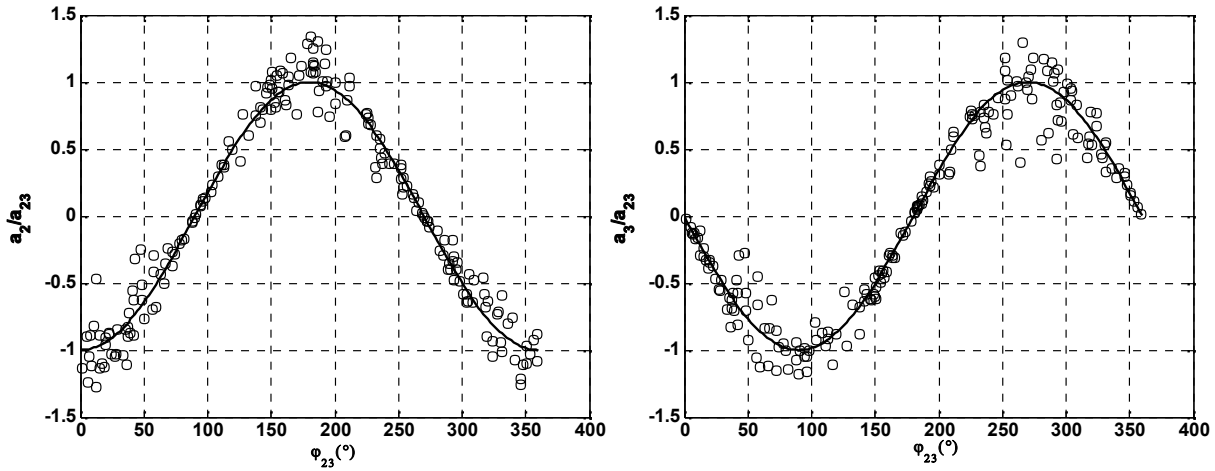


Figure IV.34. Validation de l'allure sinusoïdale des coefficients en fonction de la phase

Ces résultats nous offrent la possibilité de représenter l'évolution temporelle des mesures PIV totalement aléatoires par des fonctions périodiques de fréquence f . Cette fréquence est celle de lâcher tourbillonnaire au culot de la plaque. Elle peut être déterminée par une analyse spectrale. La séquence animée du critère Γ_2 (dont un extrait est représenté sur la figure IV.35) permet d'apprécier la formation et la convection de ces structures de façon périodique.

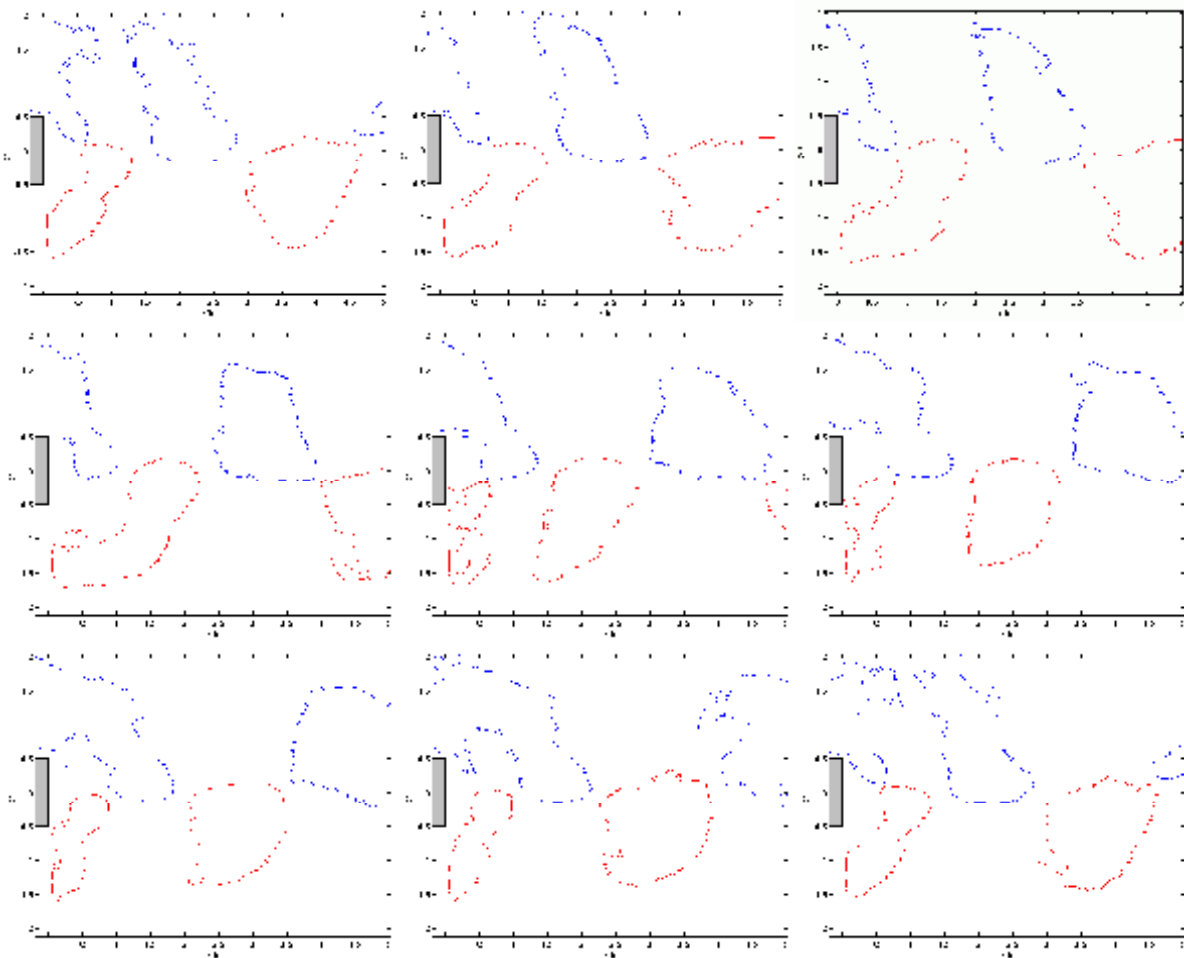


Figure IV.35. Cartes des iso valeurs du critère Γ_2 illustrant la formation et la convection des lâchers tourbillonnaires derrière une plaque plane reconstruite dans le temps par une analyse basée sur la technique POD

IV-8.2. RECONSTRUCTION DES TRAJECTOIRES DE PARTICULES DANS UN ECOULEMENT INSTATIONNAIRE PERIODIQUE

Des analyses statistiques sont faites à partir des champs instantanés de vitesse. A cet effet, les moyennes de phase $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ mesurées par synchronisation avec le jet pulsé, seront utilisées pour calculer la trajectoire phase par phase d'une particule fluide. Par moyennage sur toutes les trajectoires calculées, on en déduira la dispersion d'une source ponctuelle sous l'effet de l'actionneur. En réalité, compte tenu du caractère turbulent de l'écoulement, une composante aléatoire tridimensionnelle se superpose aux composantes mesurées par PIV. Cette composante n'est pas prise en compte dans le cadre de ce travail.

IV-8.2.1. Principe du calcul des trajectoires

Le calcul des trajectoires est basé sur l'équation différentielle :

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle \quad (IV. 2)$$

$\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ est la moyenne de phase du champ de vitesse au temps t et à la position \vec{x} . A l'instant $t=0$, la particule fluide est lâchée en un point \vec{x}_0 situé en amont du culot, plus ou moins loin de la paroi. Comme la moyenne de phase du champ de vitesse reste bidimensionnel dans le proche sillage, nous traitons un problème plan pour les calculs des trajectoires des particules fluides. La discrétisation spatiale du champ de vitesse $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ issu des mesures VIP est faite sur un maillage de pas $\delta x = \delta y = 0.43 \text{ mm}$. Le pas de temps considéré correspond à une variation de 10° de la phase, soit $T_1 = T_0/36 = 0.278 \text{ ms}$ puisque $T_0=1/f=10 \text{ ms}$.

Pour réaliser une étude lagrangienne et en particulier un suivi de particules, il est donc nécessaire de pouvoir calculer le champ de vitesse $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ à tout instant t et en tout point \vec{x} . Le calcul de chaque nouvelle position d'une particule fluide demande donc une double interpolation temporelle et spatiale de la vitesse. L'interpolation directe des moyennes des phases est lourde. Ainsi, nous nous proposons une technique plus simple basée sur la décomposition POD.

IV-8.2.2. Analyse par POD – détermination des modes propres

L'analyse modale par POD permet d'écrire la moyenne de phase $\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle$ sous la forme d'une combinaison de modes spatiaux déterministes $\phi_n(\vec{x})$:

$$\langle \vec{U}(\vec{x}, t) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(t) \phi_n(\vec{x}) \quad (IV. 3)$$

Dans le cadre de cette étude, les modes propres $\phi_n(\vec{x})$ sont calculés par la méthode des "snapshots"; les modes sont alors en nombre fini N égal au nombre de champs qui servent à l'analyse, à savoir $N=36$. Dans la suite, les valeurs propres λ_n associées aux modes $\phi_n(\vec{x})$ sont rangées dans l'ordre décroissant ($\lambda_n > \lambda_{n+1}$).

L'analyse POD des 36 moyennes de phase indique aussi que le mode d'ordre 0 contient environ 92 % de l'énergie totale (tableau IV.10). Ce mode représente la moyenne des moyennes des phases sur une période. Les modes d'ordre 1 et 2 contiennent respectivement 3.7 % et 1.5 % de l'énergie. Les quatre modes présentés sur la figure IV.36 mettent en évidence les zones qui sont le siège de fortes fluctuations durant les phases de soufflage, mais également d'aspiration.

Tableau IV.10. Valeurs propres et statistiques des coefficients issues de l'analyse POD

Ordre du mode	Valeur propre λ_n ($\times 10^3$)	Energie associée (%)	Moyenne des coefficients $\overline{a_n}$	Ecart-type des coefficients a_n
1	56.6904	91.76	237.4657	17.5772
2	2.2798	3.69	3.2129	48.3151
3	0.9371	1.51	0.7020	31.0388
4	0.6479	1.04	0.0782	25.8141
5	0.3544	0.57	-0.2549	19.0900
6	0.2908	0.47	-0.0360	17.2937
	⋮		⋮	⋮
36	0.0002	0.0003	0.0002	0.4371

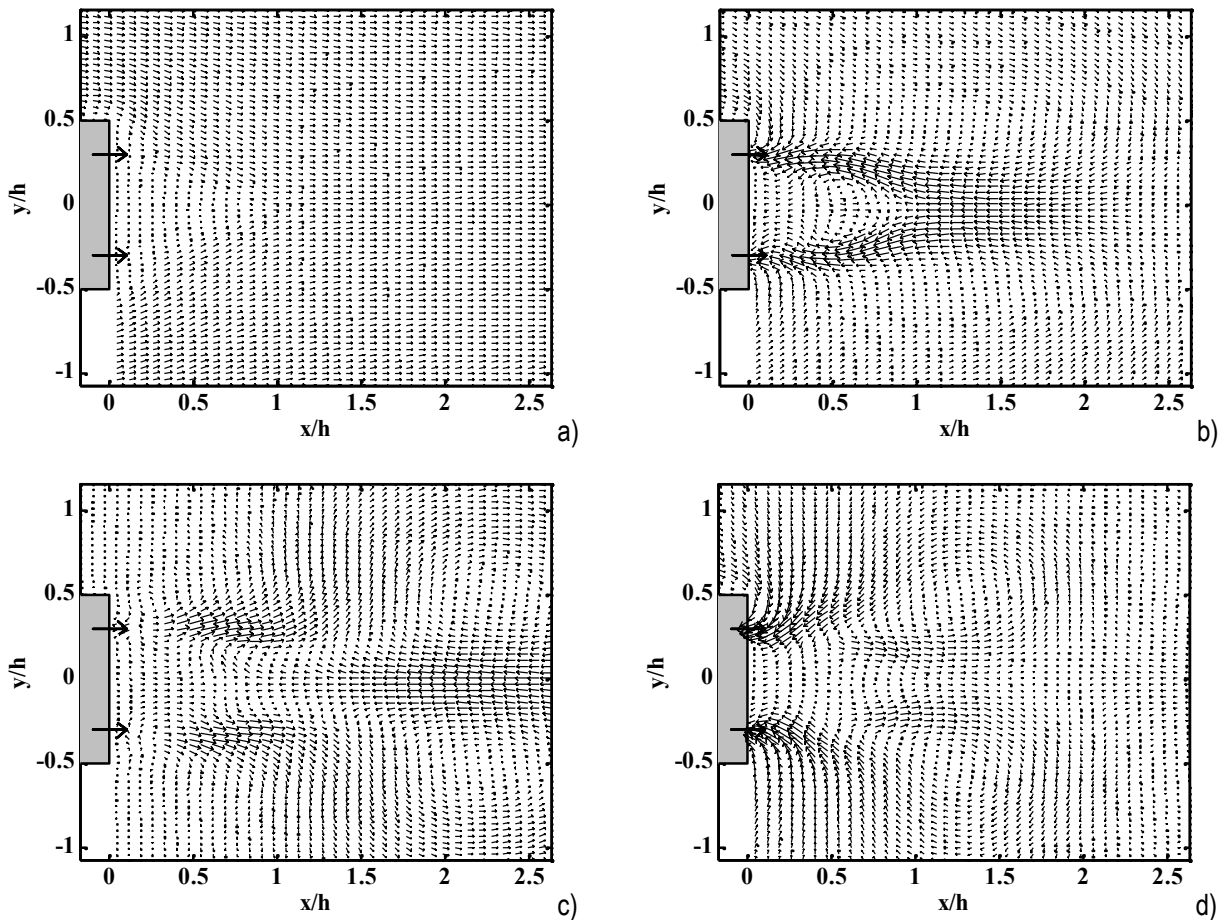


Figure IV.36. Les quatre modes les plus énergétiques : a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3 d) mode 4

IV-8.2.3. Intégration de l'équation des trajectoires

a) Schéma d'intégration

L'avancée temporelle pour la résolution de l'équation des trajectoires se fait avec un schéma numérique de type Runge-Kutta d'ordre 4 [52].

Considérons à $t=t_0$, $k=0$ et $\bar{x}_k(x,y)$ est la position courante de la particule. Alors pour \bar{x}_k dans le domaine des mesures, on a :

- $\bar{a} = \langle \bar{U}(\bar{x}_k, t) \rangle \delta t$,
- $\bar{b} = \langle \bar{U}(\bar{x}_k + \frac{\bar{a}}{2}, t) \rangle \delta t$,
- $\bar{c} = \langle \bar{U}(\bar{x}_k + \frac{\bar{b}}{2}, t) \rangle \delta t$,
- $\bar{d} = \langle \bar{U}(\bar{x}_k + \bar{c}, t) \rangle \delta t$,
- $\bar{x}_{k+1} = \bar{x}_k + \frac{1}{6}(\bar{a} + 2\bar{b} + 2\bar{c} + \bar{d})$,
- $t=t+\delta t$ et
- $k=k+1$,

Ce processus est à répéter jusqu'à ce que \bar{x}_k sort du domaine des mesures.

b) Interpolation des champs de vitesse à un instant donné et une position donnée

L'analyse POD fournit des coefficients a_n et des modes ϕ_n à des instants et des positions bien déterminées. Par conséquent, la détermination de chacun des coefficients à un instant t quelconque est effectuée par interpolation à partir des 36 valeurs de a_n issues de l'analyse POD à des phases bien déterminées, en recalant l'instant t grâce au calcul de la phase φ correspondante comprise entre 0° et 360° . L'interpolation est basée sur des fonctions de type « spline » fournies par l'environnement Matlab et qui se base sur un schéma d'interpolation cubique tout en assurant la continuité de la tangente de part et d'autre de chaque noeud.

Ayant calculé le coefficient a_n à instant t quelconque, on en déduit, par projection sur les modes $\phi_n(x)$, la moyenne de phase $\langle \bar{U}(\bar{x}, t) \rangle$ à cet instant. D'autre part, la moyenne de phase $\langle \bar{U}(\bar{x}, t) \rangle$ est calculée aussi en des points quelconques à une interpolation spatiale de type « spline » sur un carré comportant 7 mailles dans chaque direction et centré sur le noeud le plus proche de la position de calcul.

c) Choix du pas de temps

La principale difficulté réside dans le choix du pas de temps δt utilisé pour la résolution de l'équation des trajectoires. Nous donnons sur la Figure IV.37 un exemple de trajectoires calculées pour différentes valeurs du rapport $\delta t/T_1$. Les particules sont lâchées au voisinage de la paroi, à deux positions différentes. Une valeur $\delta t/T_1=1/10$ apparaît comme une valeur au-dessous de laquelle les trajectoires sont faiblement dépendantes du

choix de $\delta t/T_1$; en particulier, cette valeur du paramètre $\delta t/T_1$ permet de décrire les trajectoires en forme de boucles qui sont liées à l'importance de la phase d'aspiration des jets pulsés.

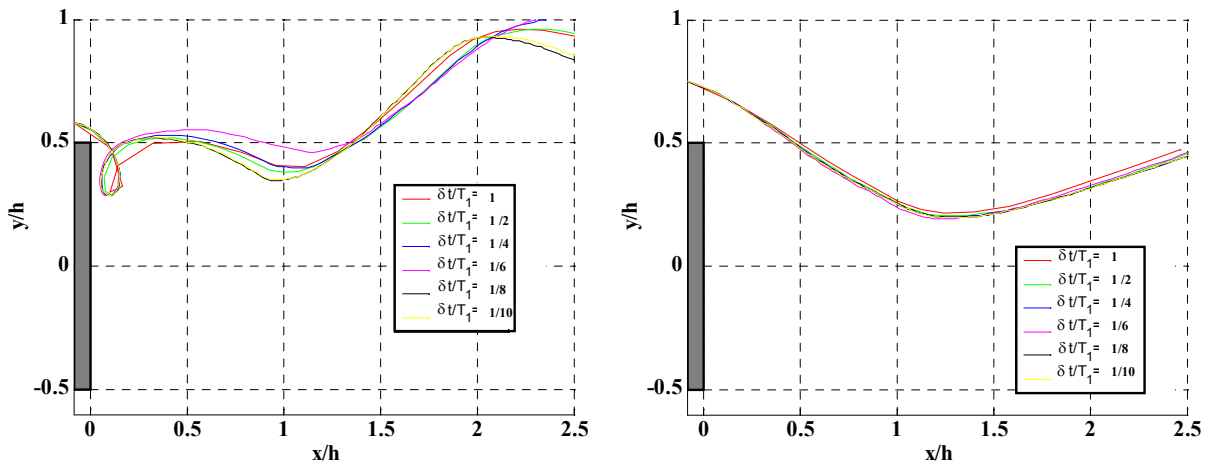


Figure IV.37. Influence de δt sur le calcul des trajectoires

IV-8.2.4. Résultats

La figure IV.38 montre les trajectoires calculées pour différents instants d'injection de la particule au cours du cycle, en deux points situés à différentes altitudes par rapport à la paroi. Pour le point situé le plus près de la paroi ($y/h = 0.65$), les trajectoires sont très différentes, selon l'instant initial auquel est lâchée la particule. Ces différences traduisent l'importance de la phase d'aspiration. Si les particules sont lâchées plus loin de la paroi ($y/h = 1$), les trajectoires seront moins fortueuses.

La figure IV.39 présente les trajectoires calculées en imposant le même instant d'injection, mais pour différentes altitudes du point d'injection. Les trajectoires les plus compliquées sont évidemment celles obtenues pour un point de lâcher proche de la paroi, où la particule est soumise à l'influence de la phase d'aspiration des jets pulsés.

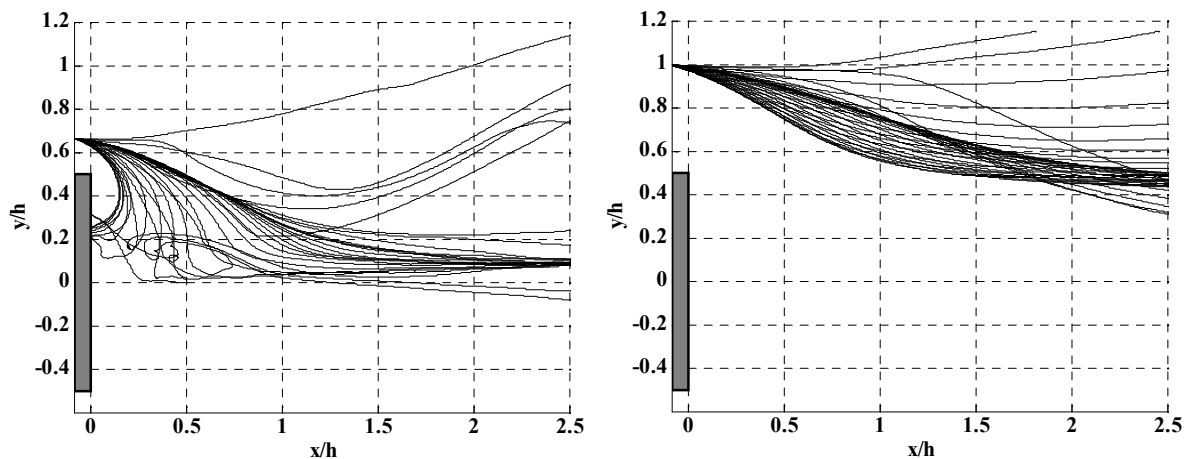


Figure IV.38. Trajectoires des particules fluides pour différentes phases d'injection

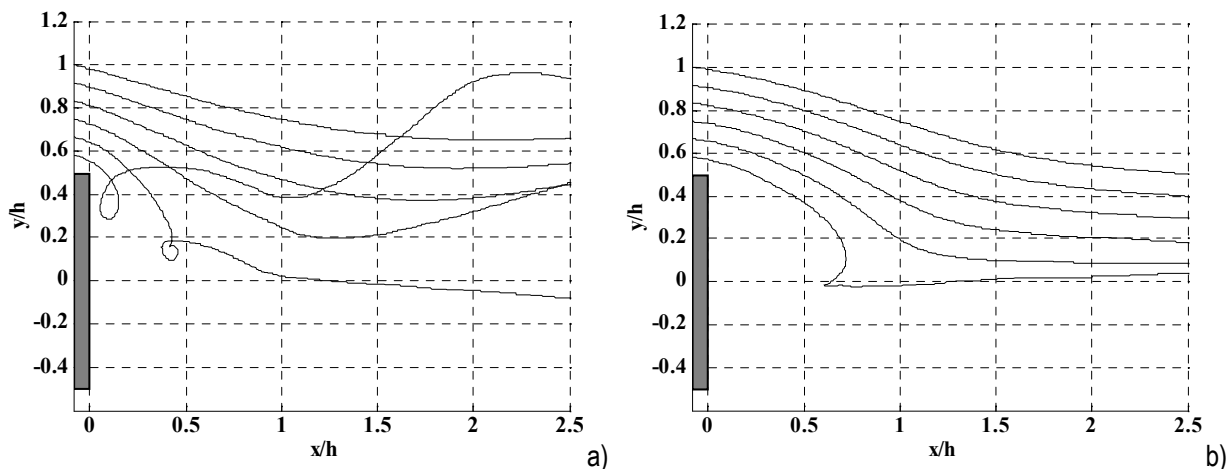


Figure IV.39. Trajectoires des particules fluides pour différentes positions de l'injection

Phase d'injection : (a) phase d'aspiration (b) phase de soufflage

Enfin, la figure IV.40 montre les trajectoires moyennes obtenues en considérant tous les instants possibles pour le lâcher de la particule, et pour trois altitudes différentes du point d'injection. Les barres, représentatives de l'écart-type de la position de la particule calculée sur l'ensemble des phases du cycle, permettent de quantifier la dispersion d'un scalaire passif issu d'une source ponctuelle située en amont du culot, sous l'action des jets pulsés. Dans une étape ultérieure, la partie incohérente des effets instationnaires liés à la turbulence tridimensionnelle dans le sillage sera prise en compte à l'aide d'un modèle stochastique.

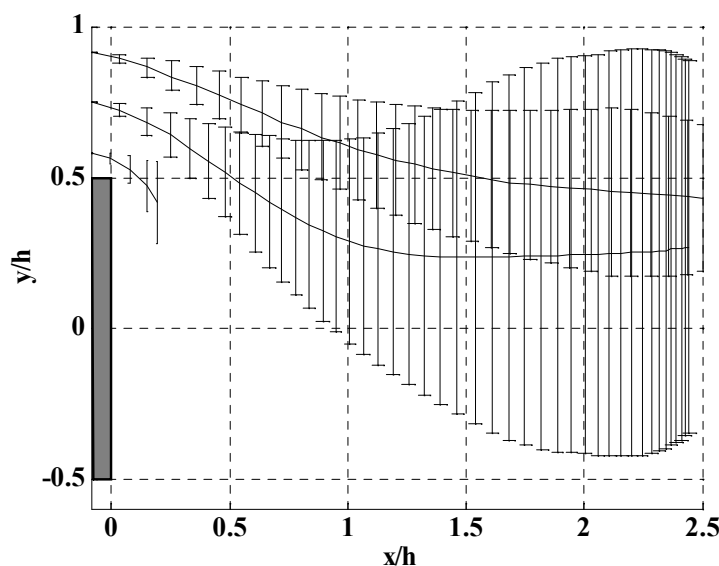


Figure IV.40. Trajectoires moyennes pour $\delta t / T_i = 1/10$

IV-9. CONCLUSION

Le contrôle par jets synthétiques au culot d'une plaque plane sans incidence permet une réduction très significative du sillage moyen. Dans le cas d'un contrôle dissymétrique, il est par ailleurs possible de dévier l'écoulement et de générer une circulation autour de la plaque. Les jets synthétiques agissent par aspiration de l'écoulement amont et par génération de structures périodiques qui stimulent le mélange entre l'écoulement principal

et la zone de culot. Un système de contrôle de la vectorisation de l'écoulement a été testé et a donné des résultats prometteurs.

Nous avons utilisé la POD pour reconstruire l'évolution de l'écoulement derrière la plaque plane à partir de mesures PIV aléatoire. Nous avons également déterminé les trajectoires de particules fluides.

*Chapitre V. Contrôle par jets
synthétiques des jets confinés et
libres*

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au problème de la diffusion dans les divergents. Nous avons plus précisément entrepris une recherche expérimentale afin de déterminer l'effet sur la diffusion de l'action de jets synthétiques pariétaux. Deux configurations ont été choisies : un écoulement au travers un divergent à fort angle d'ouverture et un jet à buse divergente qui donne lieu en aval à un écoulement libre. Le but est le même dans les deux configurations : il s'agit de modifier par contrôle le comportement de l'écoulement, en vue de l'amélioration de la diffusion. Les mécanismes physiques qui interviennent dans le contrôle sont mis en œuvre. Une technique originale de contrôle alterné est également proposée pour augmenter encore l'effet de diffusion de l'écoulement.

V-1. CONTROLE D'ÉCOULEMENT TYPE JET CONFINE AU TRAVERS D'UN DIVERGENT COURT ET A FORT ANGLE

Les divergents sont des éléments très importants dans plusieurs systèmes mécaniques. La conversion de l'énergie cinétique (ou pression dynamique) en énergie potentielle (pression statique supplémentaire) est leur fonction la plus importante. Pour des raisons d'encombrement, les industriels utilisent souvent des divergents courts et à fort angle d'ouverture. On observe alors la séparation de l'écoulement de la surface qui le guide. Cette séparation, appelée décollement, qui survient lorsque l'écoulement principal rencontre un fort gradient adverse de pression, réduit de manière significative les performances du dispositif (voir chapitre I).

Ces dernières années, plusieurs études se sont alors tournées vers la recherche d'un remède en vue de l'optimisation des performances des divergents en utilisant diverses techniques de contrôle. On cite le travail de McManus et al. [53] qui ont utilisé la génération de tourbillons longitudinaux pour contrôler la séparation de la couche limite. Ils ont conclu que le soufflage à travers des orifices, placés à proximité de l'entrée du divergent, engendre la formation d'une zone de forte vortacité, ce qui augmente le mélange à l'entrée. Cette action va retarder ou même supprimer le décollement. Kwong et al. [54] ont montré expérimentalement l'efficacité du contrôle actif par micro-jets modulés pour remédier au problème de décollement dans les diffuseurs. Ils ont conclu que le contrôle réduit les pertes en énergie et atténue les instationnarités générées par le décollement.

Le présent travail étudie l'efficacité du contrôle par jet synthétique sur la réduction du décollement de la couche limite dans le cas d'un écoulement au travers d'un divergent court et d'angle d'ouverture $2 \times 45^\circ$. Il peut représenter un complément intéressant aux travaux de Brunn [25] réalisé pour des angles d'ouvertures plus petits.

V-1.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'étude est menée sur un divergent plat et symétrique, d'angle d'ouverture $2 \times 45^\circ$ et de rapport d'ouverture $S_1/S_2 = H/h = 4.3$ placé dans la veine d'essai. Cette veine est alimentée par un ventilateur centrifuge via un canal de section rectangulaire (hauteur $h=28$ mm, profondeur $4h$, longueur $13h$).

La vitesse de l'écoulement avant le divergent est $U_\infty = 18$ m/s, ce qui donne un nombre de Reynolds de 36000. Le divergent débouche sur un conduit rectangulaire de 70 cm de long (voir figure V.1). Une des deux façades verticales de la veine a été réalisée en Plexiglas pour assurer les accès optiques nécessaires aux mesures PIV, tandis que les trois autres faces sont opaques et peintes en noir mat pour minimiser les parasites optiques.

Une fente d'injection de 95 mm d'envergure et de largeur $e=0.8$ mm est placée au début de chacune des parois divergentes. Chaque fente est reliée par un convergent à une cavité sous-jacente étanche dont la compression est réalisée par un haut-parleur électrodynamique. L'injection alternative s'effectue dans la direction tangente à l'écoulement incident.

Les mesures sont effectuées dans le plan vertical de symétrie du jet, par vélocimétrie par images de particules. Cette technique permet d'accéder aux champs bidimensionnels instantanés de vitesses, sur un domaine de mesure de 140×120 mm, avec une résolution spatiale de 1,9 mm. Les champs de vitesse moyenne présentés dans la suite sont obtenus en moyennant 200 réalisations. Pour toutes les mesures, l'origine est située à l'entrée du divergent au niveau de l'intersection des plans de symétrie horizontale et verticale.

Le déphasage φ entre les tirs laser et l'excitation du haut-parleur est réglé par un système auxiliaire connecté au système de mesure. En faisant varier φ entre 0° et 340° avec un pas de 20° , on peut caractériser l'écoulement au cours d'une période du jet oscillant. Pour chaque phase, on dispose d'un ensemble de 200 réalisations de champs instantanés de vitesse. En réalité, le système électrodynamique qui génère le jet pulsé a un temps de réponse non négligeable. La phase de la vitesse du jet est alors différente de celle de l'excitation.

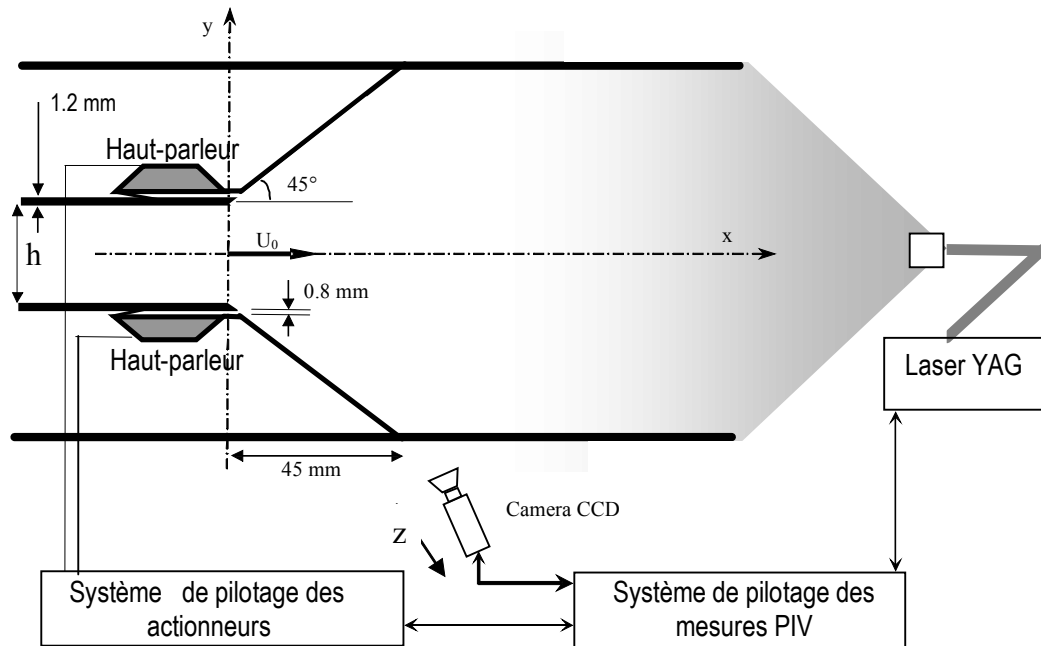


Figure V.1. Dispositif expérimental : schéma dans le plan de mesure.

V-1.2. CARACTERISATION DE L'ACTIONNEUR

Nous avons réalisé une caractérisation de la réponse fréquentielle de l'actionneur. Le tableau V.1 donne en fonction de la fréquence, l'amplitude du signal d'excitation de l'actionneur en vue d'obtenir une réponse constante à la sortie de la fente. Ce tableau montre que la réponse de l'actionneur est optimale à une fréquence voisine de 100 Hz. C'est donc cette fréquence qui sera gardée pour la suite de ce travail.

Tableau V.1. Différents couples (fréquence, amplitude) pour une vitesse de sortie d'amplitude de 20 m/s

Fréquence (Hz)	50	75	100	125	150	175	200
Amplitude (Vrms)	10	7.1	6.6	6.8	8.2	10.3	12

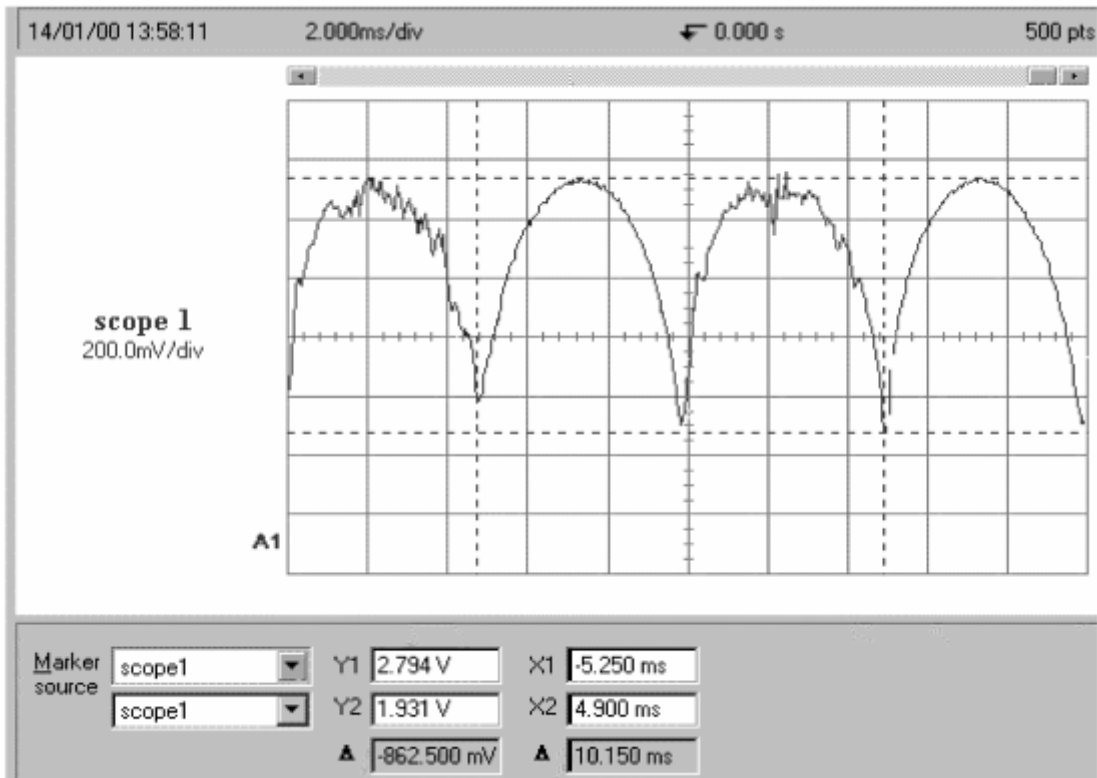
Le signal de réponse est parfaitement sinusoïdal comme le montre la figure V-2-a obtenue par un anémomètre à fil chaud placé à l'intérieur de la fente. On note également que l'écoulement présente un caractère turbulent dans la phase de soufflage, tandis que la phase d'aspiration apparaît parfaitement laminaire.

Lorsque le haut-parleur est alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence $f=100$ Hz, la fente délivre un débit d'air sinusoïdal d'amplitude $u_{o,max}=32$ m/s. Ces conditions expérimentales correspondent à un nombre de Strouhal d'excitation de $St=0,17$ et un débit de soufflage par rapport au débit du jet primaire de 4.2 % par actionneur. Ces valeurs ont été choisies voisines des valeurs optimales de $St=0.2$ et 3.5 % fournies par les études numériques de Freud et Moin [55]. Cette vitesse correspond à un rapport de taux d'injection entre la réponse de l'actionneur et

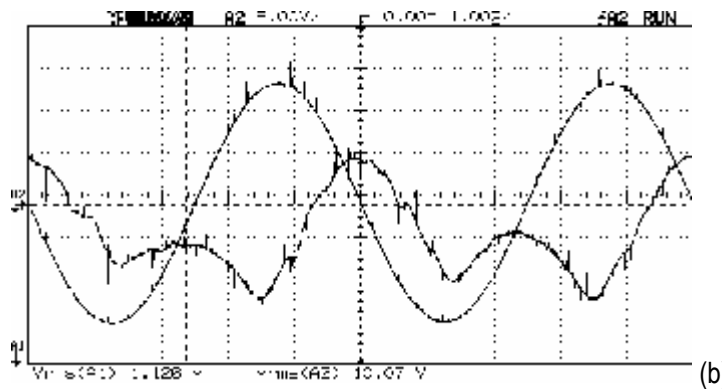
l'écoulement primaire $\frac{\dot{M}_{\text{soufflage}}}{\dot{M}_{\text{jet}}} = \frac{2 e u_{o,max} / \pi}{h U_{\infty}} = 3 \%$ par unité d'envergure. La valeur est du même ordre que celle

utilisée par Freund et al. .

La figure V-2-b donne une idée sur les signaux d'excitation et de réponse de la cavité acoustique en sortie de la fente. On mesure facilement le retard entre l'excitation et la réponse, qui est ici de 1.25 ms à 200 Hz, ce qui correspond à un déphasage d'environ 90°. La mesure au fil chaud met en évidence un déséquilibre entre le soufflage et l'aspiration : dès qu'on sort et on s'éloigne de la fente, la vitesse de soufflage apparaît plus forte que la vitesse d'aspiration, ce qui s'explique par les caractères directionnel du soufflage et omnidirectionnel de l'aspiration.



(a)



(b)

Figure V.2. Caractérisation par fil chaud de l'actionneur

pour une même excitation électrique de l'actionneur (10 Vms, 100 Hz). Pour l'interprétation de la figure, on rappelle que le fil chaud n'est pas un capteur linéaire de vitesse et notamment qu'il n'est pas sensible au sens de la vitesse (les signaux alternatifs sont donc redressés).

(a) réponse de la cavité (fil chaud dans la buse d'injection à la sortie de fente)

(b) Mesure simultanée de l'excitation (signal électrique d'alimentation de l'actionneur) et de la réponse de l'actionneur (vitesse en sortie de buse à $x=h/2$ au droit de la fente) : on note le déphasage entre les deux signaux

V-1.3. CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT SANS CONTRÔLE

En dépit de la symétrie du système, l'écoulement observé est toujours fortement dissymétrique. Corrélativement, il apparaît qu'à la mise en route de l'installation, le fluide peut prendre deux configurations distinctes d'écoulement, sensiblement symétriques l'une par rapport à l'autre. Les deux champs de vitesse moyenne qu'on peut alors rencontrer sont présentés sur les figures V.3 (a et b). Dans la première configuration (a), l'écoulement issu de la buse tourne vers le haut jusqu'à recoller la paroi supérieure ; dans la deuxième configuration (b), l'écoulement issu de la buse va vers le bas jusqu'à recoller la paroi inférieure.

Ainsi en absence de contrôle, l'écoulement qui est de type jet confiné présente deux états de stabilité: on observe une déviation du jet vers la paroi supérieure ou vers la paroi inférieure. Ceci peut être expliqué par l'effet Coanda exprimant le besoin de l'écoulement à joindre la paroi de confinement. Le jet est entouré par deux zones de recirculations suite à sa séparation de chacune des parois. La dissymétrie entre ces deux zones découle directement de la dissymétrie de l'écoulement.

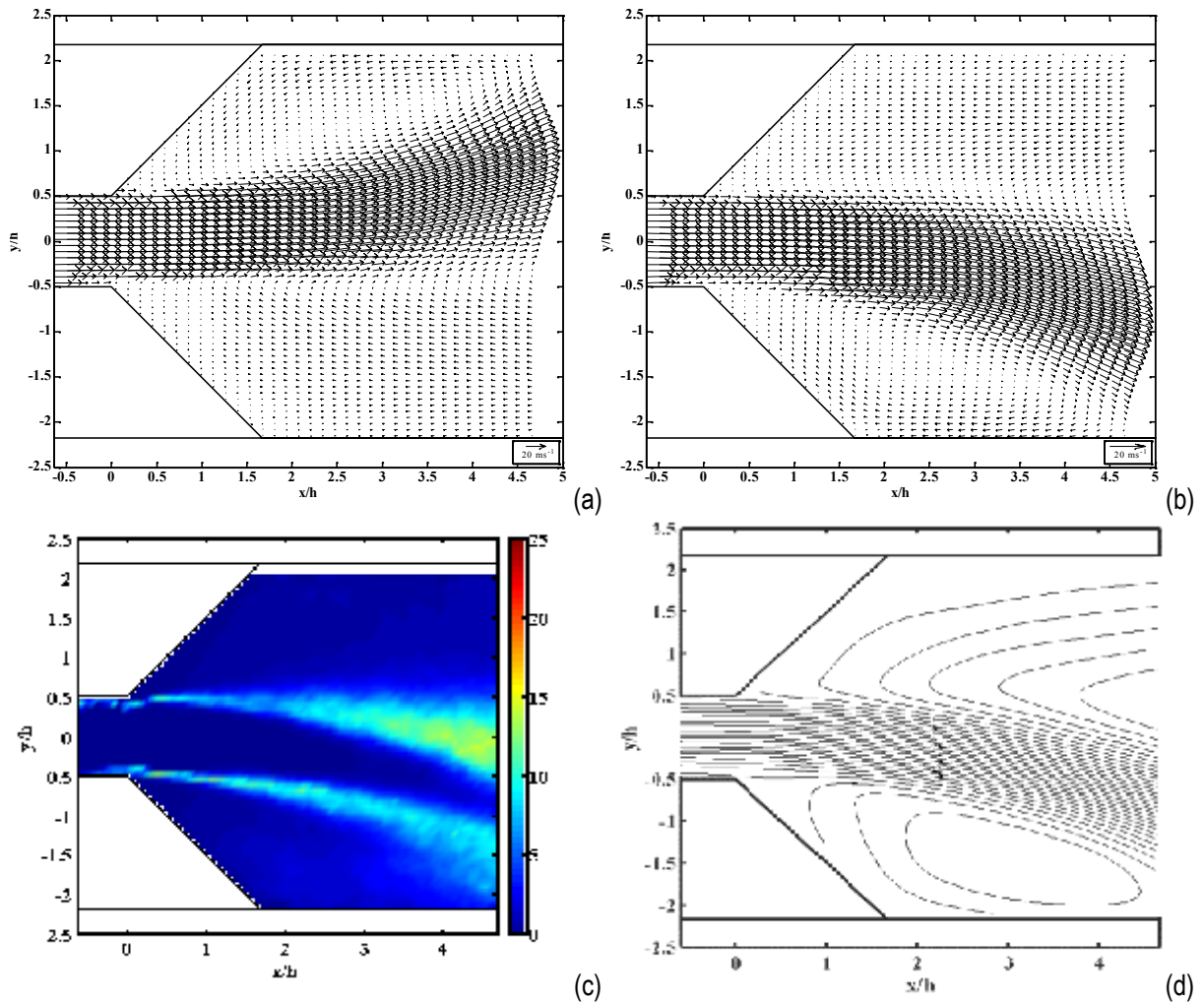


Figure V.3. Caractérisation de l'écoulement sans contrôle

- a) Champ moyen de vitesse : état de stabilité bas; b) Champ moyen de vitesse : état de stabilité haut;
 c) Carte de l'énergie des fluctuations correspondante à l'état bas (en $(m/s)^2$); d) lignes de courant correspondantes à l'état bas.

La carte de l'énergie des fluctuations \overline{k} lorsque l'écoulement est dévié vers la paroi inférieure est tracée sur la figure V.3(c). On distingue facilement les zones de cisaillement qui limitent l'écoulement. Le maximum d'intensité enregistré est de $\sqrt{\overline{k}} / U_o = 0.20$. Les lignes de courant tracées sur la figure V.3 (d) dans le même cas que la figure V.3 (c) indiquent la formation d'une large zone de recirculation dans la région limitée par l'écoulement et la paroi inférieure. De l'autre côté, un écoulement de retour se forme le long de la paroi supérieure avant de changer de direction et rejoindre l'écoulement principal. Cet écoulement secondaire assure l'entraînement de l'écoulement primaire. Les lignes de courant permettent d'estimer la position de rattachement de l'écoulement à la paroi horizontale à $x/h \approx 6$.

V-1.4. EFFETS DU CONTROLE UNILATERAL

La figure V.4 illustre le champ moyen de vitesse, la carte d'énergie des fluctuations et les lignes de courant correspondant au cas du contrôle unilatéral à 100 Hz. On observe une déviation de l'écoulement vers le côté contrôlé associé à un élargissement important de celui-ci. L'élargissement et la vectorisation bénéficient de l'apport de l'entraînement du fluide environnant: en particulier, comme l'indique les lignes de courant sur la figure V.4(c), un écoulement inverse le long de la limite supérieure du divergent est visible et nourrit l'expansion de l'écoulement. La déviation est considérable et atteint vers le bas plus de 20° pour le contrôle côté bas. Le taux d'augmentation de la section débitante moyenne est estimé à 40%. Il est important de noter que, même si avant le contrôle l'écoulement principal était dans l'état stable haut, un contrôle côté opposé le fait basculer du côté contrôlé : en effet, après arrêt du contrôle, l'écoulement se retrouve toujours dans l'état stable correspondant au côté dernièrement contrôlé. Finalement, le rattachement à la paroi se produit à $x/h \approx 4$, alors que cette distance était autour de $x/h \approx 6$ dans le cas sans contrôle.

L'énergie des fluctuations est tracée sur la figure V.4 (b). Comparé avec la figure V.3 (c), trois résultats peuvent être signalés:

- l'intensité de la turbulence est augmentée par le contrôle: on atteint 0.30 contre 0.20 sans contrôle.
- au niveau de la paroi, une grande région de forte intensité s'est formée du côté contrôlé; sans contrôle, la région de hautes fluctuations est limitée aux couches de cisaillement de l'écoulement.
- la région de fluctuations intenses se situe devant l'actionneur, s'étend loin en aval et atteint un maximum autour de $x/h \approx 1$; sans contrôle l'intensité maximale qui est d'ailleurs plus faible qu'avec contrôle, a lieu autour de $x/h \approx 4$.

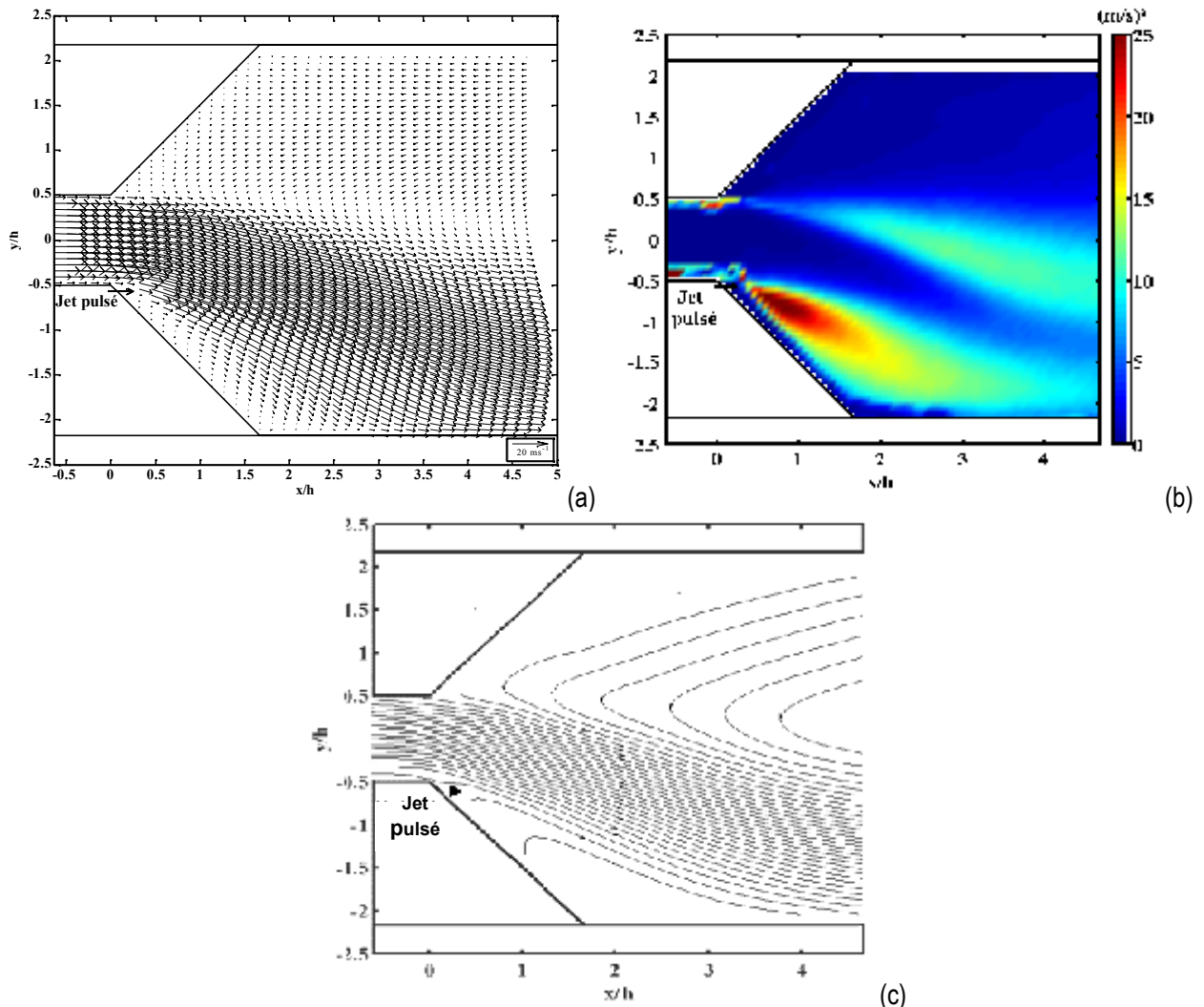


Figure V.4. Caractérisation de l'écoulement sous l'effet du contrôle bas

a) champ moyen de vitesse

b) Carte de l'énergie des fluctuations (en $(m/s)^2$)

c) Carte des lignes de courant

V-1.5. EFFETS DU CONTROLE BILATERAL

Les représentations V.5 (a-c) illustrent les résultats quand les deux actionneurs opèrent simultanément en phase. Le contrôle bilatéral neutralise clairement la vectorisation et donne une place médiane à l'écoulement parce que les deux actionneurs tirent le fluide dans des directions opposées. De plus, le contrôle de deux côtés fait augmenter encore le taux d'expansion (autour de 20% comparé au taux obtenu par un contrôle unilatéral). Ainsi, l'augmentation totale atteint 60%.

La carte de variations de l'énergie cinétique, qui figure sur V.5 (b), montre deux zones de fluctuations intenses, situées de part et d'autre de l'axe de la diffusion. Comparé au cas de contrôle d'un seul côté, l'emplacement de chacune des zones est maintenant loin de la paroi tout en gardant approximativement la même intensité. La structure intérieure de l'écoulement est fortement modifiée; en particulier, la longueur du cône potentiel est considérablement réduite. Les deux couches de cisaillement réagissent réciproquement très tôt, à $x/h \approx 2$, contre

$x/h \approx 4$ pour un côté contrôle et $x/h \approx 6$ dans les conditions naturelles. Les lignes de courant présentées sur la figure V.5 (c) montrent que le rattachement de l'écoulement principal, observé dans le contrôle unilatéral à $x/h \approx 4$ et autour de $x/h \approx 6$ sans contrôle, est encore tiré vers l'amont sous l'effet du contrôle bilatéral.

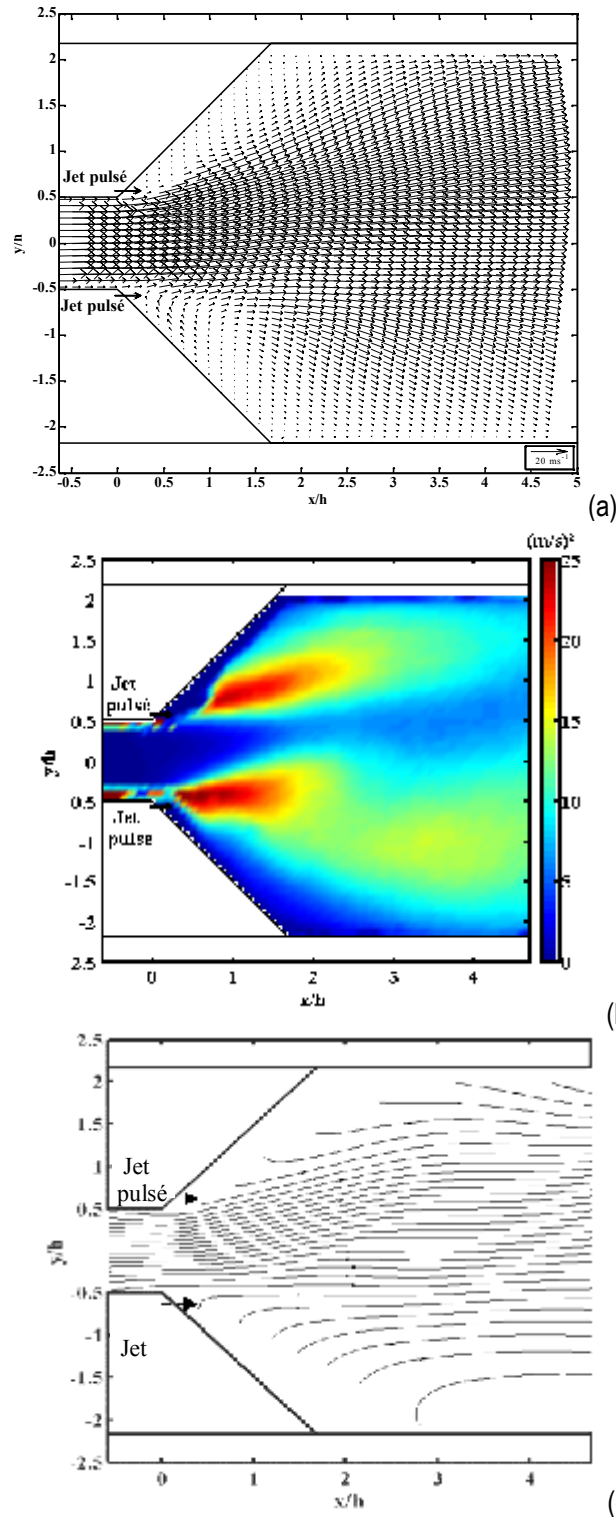


Figure V.5. Caractérisation de l'écoulement sous l'effet du contrôle double

- a) Champ moyen de vitesse
- b) Carte de l'énergie des fluctuations
- c) Carte des lignes de courant

V-1.6. COMPARAISON DES DIFFERENTES CONFIGURATIONS DU CONTROLE

La figure V.6 résume les principaux résultats obtenus pour toutes les configurations du contrôle en présentant des profils moyens de vitesse à la sortie du divergent: l'existence attestée de deux états stables pour le cas naturel, vectorisation et entraînement sous l'influence du contrôle d'un seul côté, et l'élargissement substantiel de l'écoulement sous le contrôle des deux côtés. Il faut remarquer que l'impact du contrôle n'est pas parfaitement symétrique: le contrôle côté haut dévie un peu plus le jet mais l'élargissement est un peu plus faible que le côté opposé. De la même façon, l'écoulement contrôlé de deux côtés n'est pas tout à fait centré sur la ligne de symétrie géométrique mais dévie légèrement vers le haut. Ceci est dû essentiellement à des erreurs de fabrication commises au niveau du dispositif expérimental et au niveau de la réalisation des actionneurs malgré les précautions réalisées, ce qui montre la sensibilité du système étudié aux détails de mise en œuvre et à la dissymétrie du contrôle.

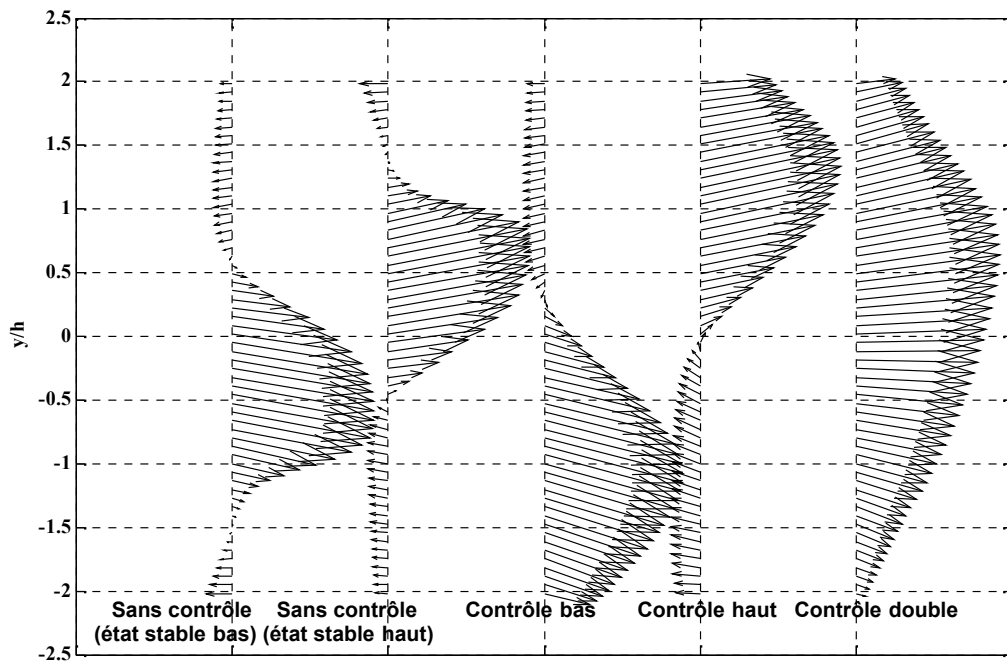


Figure V.6. Profil moyen de la vitesse à la sortie du diffuseur pour les différentes configurations

V-2. CONTROLE D'COULEMENT TYPE JET PLAN LIBRE – OPTIMISATION PAR CONTROLE ALTERNE

V-2.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour étudier le cas du jet libre, on a utilisé une buse divergente (figure V.7). Le divergent a été gardé dans le but d'amplifier l'effet du contrôle. Les haut-parleurs sont alimentés par un signal sinusoïdal de fréquence $f=100$ Hz, et d'amplitude 12 Vrms, comme dans le cas confiné.

Les mesures sont effectuées dans le plan vertical de symétrie du jet, par vélocimétrie par images de particules, dans les mêmes conditions que dans le cas confiné. Quatre configurations de contrôle ont été étudiées : sans contrôle, contrôle unilatéral (haut ou bas), contrôle bilatéral. Dans ce dernier cas, on a pu également étudier l'influence de la phase entre les actionneurs, qui s'est avérée ici un paramètre peu significatif : les résultats présentés ici concernent donc le cas des deux actionneurs en phase et en opposition de phase.

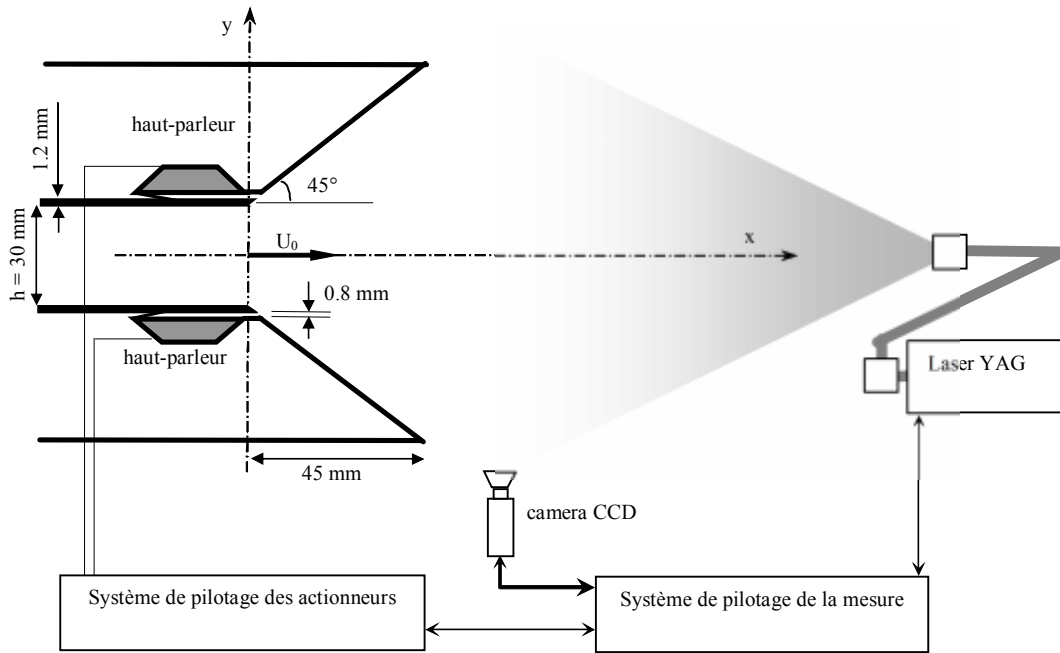


Figure V.7. Dispositif expérimental : schéma dans le plan de mesure.

V-2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure V.8 présente des profils de vitesse moyenne du jet pour les différentes configurations de contrôle. On note une légère dissymétrie entre les contrôles haut et bas, qui s'explique par les imperfections d'usinage du dispositif, et qui se manifestera encore dans ce qui suit dans le cas du contrôle alterné. Comme principal résultat, on observe que le contrôle produit un fort élargissement du jet (assorti dans les cas de contrôle unilatéral d'une déviation de l'écoulement vers le côté contrôlé). A cet égard, on constate que le contrôle bilatéral n'assure pas la superposition des deux contrôles unilatéraux. En effet, la figure V.8 montre que le jet plan naturel voit sa largeur à mi-hauteur augmenter de 60 % en moyenne sous l'action de l'un des contrôles unilatéraux. Cet effet d'augmentation de la section débitante est accompagné d'une réduction de près de 20 % de la vitesse maximale de l'écoulement et d'un effet global de vectorisation, qui donne une déviation moyenne du jet principal d'un angle d'environ 20° vers la paroi du diffuseur du côté contrôlé. Sous l'action du contrôle bilatéral, l'écoulement reste symétrique ; sa section débitante est doublée par rapport à la situation non contrôlée, mais cet élargissement de section ne vaut que 90 % des élargissements résultant des contrôles unilatéraux.

Lors du contrôle unilatéral, les gradients de vitesse moyenne dans la zone de cisaillement du côté non contrôlé sont réduits de 1/3 par rapport au cas sans contrôle. Cela s'explique par les structures périodiques d'entraînement qui prennent naissance du côté non contrôlé. Nous estimons alors à 25 % l'apport de cet entraînement supplémentaire dans l'élargissement du jet. La neutralisation de cet effet dans le cas du contrôle bilatéral permet d'expliquer la non additivité des deux contrôles unilatéraux.

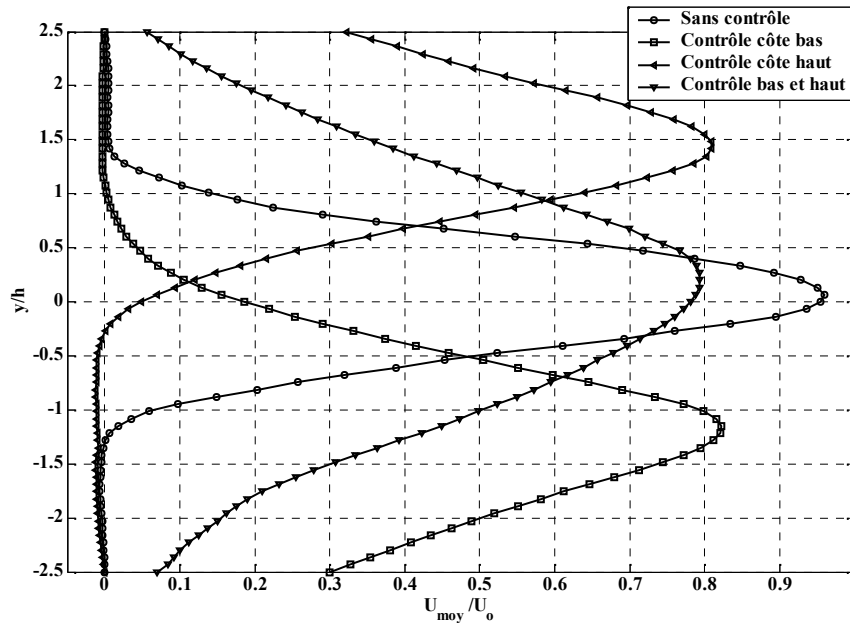


Figure V.8. Profils de vitesse moyenne longitudinale à $x/h=4$ pour les contrôles unilatéraux et le contrôle bilatéral permanent.

La figure V.9 illustre le champ moyen de vitesse de l'écoulement non contrôlé. Il s'agit d'un jet plan où l'écoulement se détache des parois dès la sortie. Sous l'action d'un contrôle unilatéral (figure V.10), on observe clairement une déviation du jet vers le côté d'application du contrôle et un élargissement de la section débitante. L'élargissement et la vectorisation du jet sont associés à un entraînement du fluide environnant. Sous l'action du contrôle des deux cotés (figure V.11), le jet se recentre sur sa position naturelle alors que sa section débitante devient plus large.

La figure V.12 récapitule clairement l'élargissement du jet sous l'effet du contrôle. L'élargissement est mesuré à partir du profil de vitesse dans une section droite à $x/h=$ constante par la différence des coordonnées repérant les positions des vitesses égales à la moitié de la vitesse maximale. On constate l'élargissement est une fonction croissante de la distance à la buse. La pente de cette variation passe de 8 % dans le cas sans contrôle à 28 % dans le cas du contrôle unilatéral et 42 % dans le cas du contrôle bilatéral.

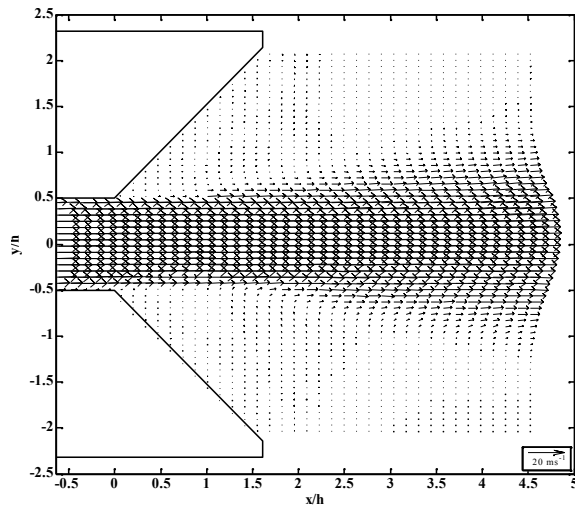


Figure V.9. Champ moyen de vitesse sans contrôle

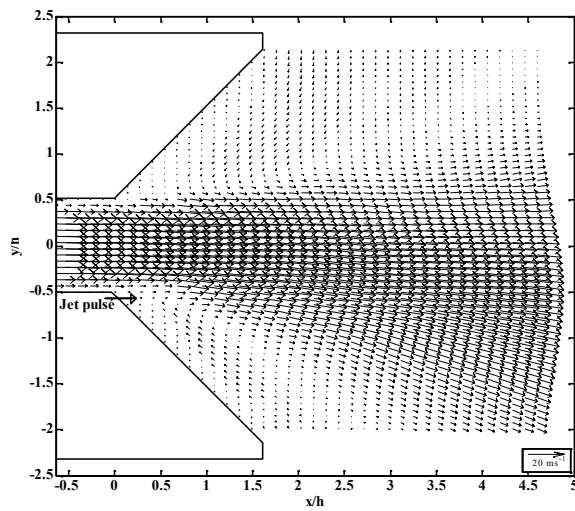


Figure V.10. Champ moyen de vitesse avec contrôle côté bas

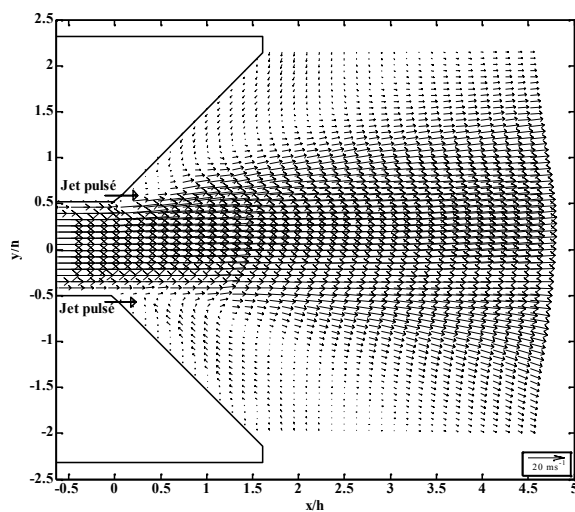


Figure V.11. Champ moyen de vitesse avec contrôle double

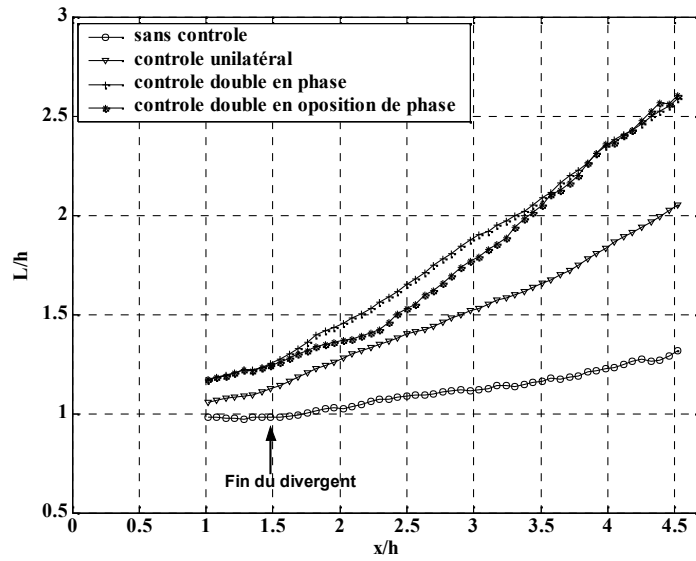


Figure V.12. Elargissement de l'écoulement dans les différentes configurations

L'analyse des cartographies des énergies de fluctuations \bar{k} tracées sur la figure V.13, permet d'apprécier l'augmentation assez remarquable du mélange dans les zones de cisaillement de l'écoulement. L'intensité maximale des fluctuations passe de $\sqrt{\bar{k}} / U_e \approx 0.25$ en absence du contrôle à la valeur 0.35 lorsque les actionneurs fonctionnent en phase.

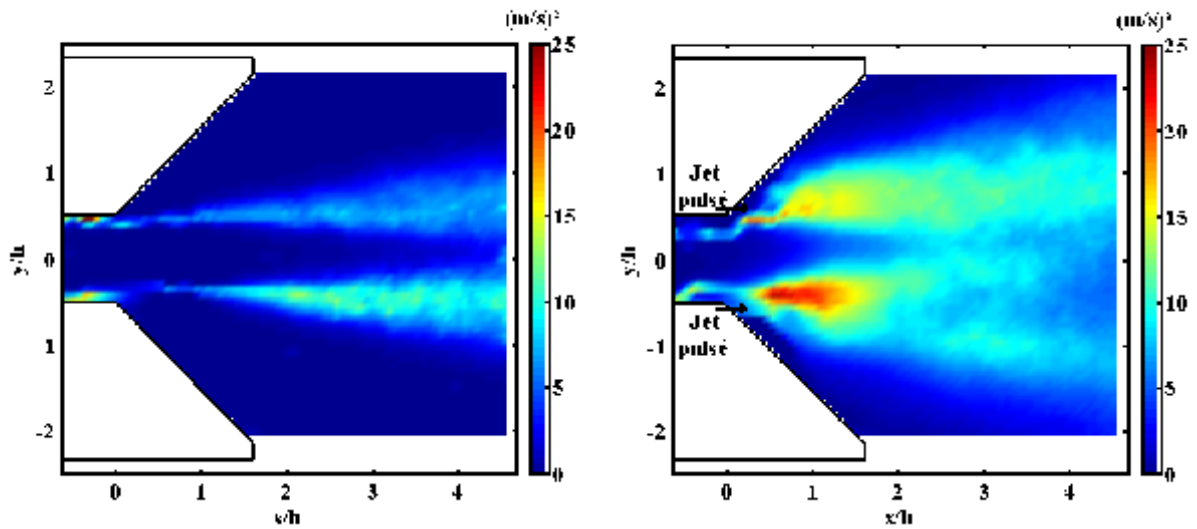


Figure V.13. Énergie des fluctuations : sans contrôle (à gauche) et contrôle bilatéral (à droite)

V-3. ANALYSE DES MECANISMES DU CONTROLE

Pour les deux configurations étudiées : jet confiné et jet libre, on s'est intéressé comme dans le cas de l'aérodynamique interne à l'évolution de l'écoulement sur une période en profitant de la période du signal d'excitation.

Le système PIV employé permet de synchroniser les mesures avec un signal extérieur et faire des moyennes de phase. Les résultats obtenus pour les configurations sont similaires. Le cas du jet libre a été choisi pour être présenté dans ce paragraphe.

La figure V.14 présente les champs de moyenne de phase combinés à une cartographie d'une fonction de détection des structures tourbillonnaires. Les phases indiquées en ($^{\circ}$) sont celles du signal d'excitation. Pour obtenir la phase réelle, il faut ajouter le déphasage entre l'excitation et la réponse qui a été estimé à 90° . On remarque que sous l'action du contrôle il y a formation d'une paire de tourbillons contra-rotatifs. L'analyse des moyennes de phase permet de suivre l'évolution d'un tourbillon au cours d'un cycle du jet synthétique.

Le tourbillon se forme au début de la phase de soufflage, son mouvement est le résultat d'une part de la convection assurée par l'écoulement moyen et d'autre part par le flux de masse soufflé. Au début de la phase d'aspiration, le tourbillon généré par l'écoulement moyen a déjà parcouru plus de la moitié de la longueur de la paroi du diffuseur.

L'aspiration engendre l'augmentation dans la direction de la paroi de la composante non-débitante de l'écoulement moyen, donc la déviation de ce dernier vers la paroi. Cette déviation va continuer à animer le mouvement du tourbillon jusqu'à la sortie du diffuseur. L'excitation périodique impose un caractère périodique (figure V.15) au mécanisme de génération de la structure tourbillonnaire et sa convection.

Les structures générées bénéficient de l'entraînement favorable de l'écoulement moyen lié à la structure qui la précède ce qui explique sa grande durée de vie et son attachement prolongé à la paroi. On a donc affaire à un véritable train de tourbillons qui par effet de synergie assure le contrôle de la séparation des couches limites.

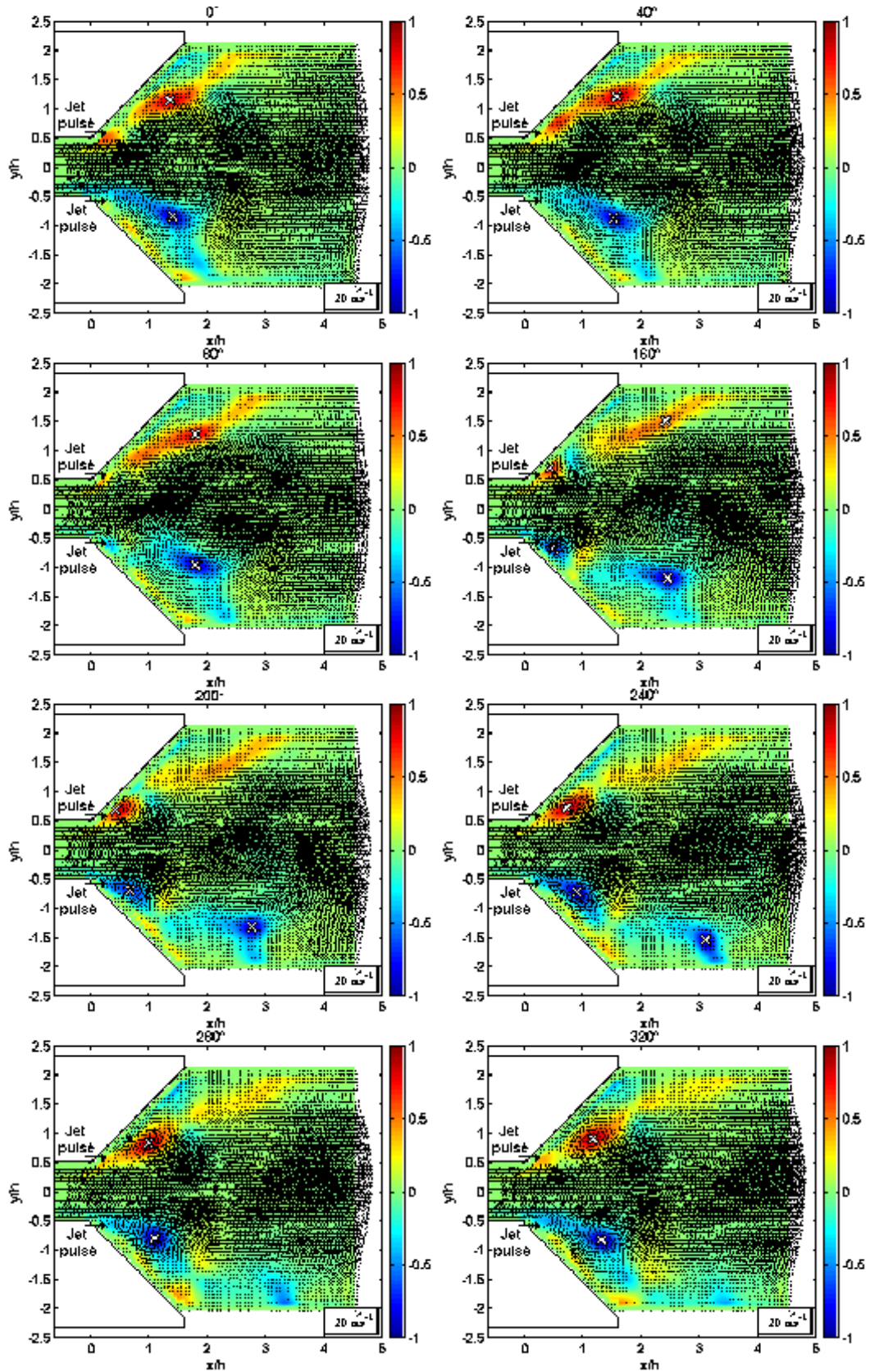


Figure V.14. Champs de moyenne de phase combinés aux cartes de détection de structures tourbillonnaires durant un cycle de contrôle

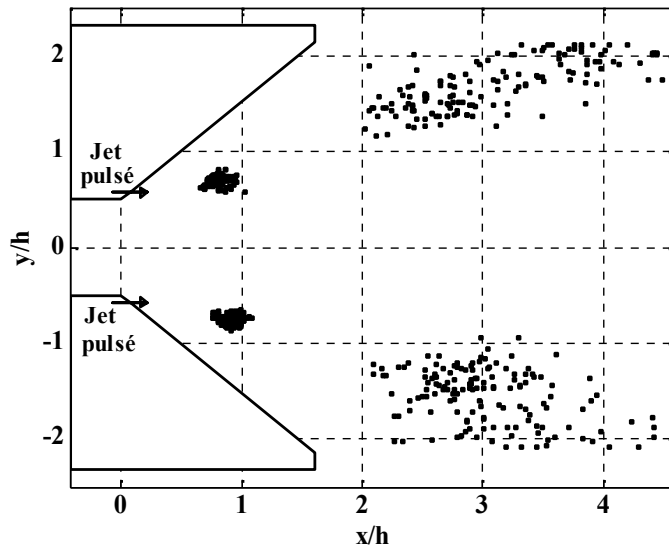


Figure V.15. Etude statistique sur la répétitivité du phénomène de génération de structures tourbillonnaires

La détermination des positions moyennes des structures tourbillonnaires à partir des moyennes de phase permet de suivre la convection de ces structures. La figure V.16 donne les différentes positions moyennes sur une période d'excitation pour le cas du contrôlé côté bas et le contrôle de deux côtés. Dans le premier cas, la structure du contrôle prend naissance au début de la phase de soufflage. Elle ne commence à être visible qu'au milieu de la phase de soufflage, ce qui correspond à une phase d'excitation voisine à 160° . Ensuite sous l'effet de l'aspiration, le tourbillon se trouve aspiré vers la paroi avant de continuer sa convection vers l'extérieur où elle se perd dans l'écoulement. Côté opposé à celui du contrôle une structure tourbillonnaire apparaît également : il s'agit de la structure d'entraînement formée par l'entraînement de l'écoulement extérieur par le jet. Dans le cas du contrôle double en phase, les positions des structures du contrôle sont symétriques. La déviation de leurs trajectoires vers la paroi est moins importante. Dans les deux cas, les structures se perdent dans l'écoulement dès leur sortie du divergent.

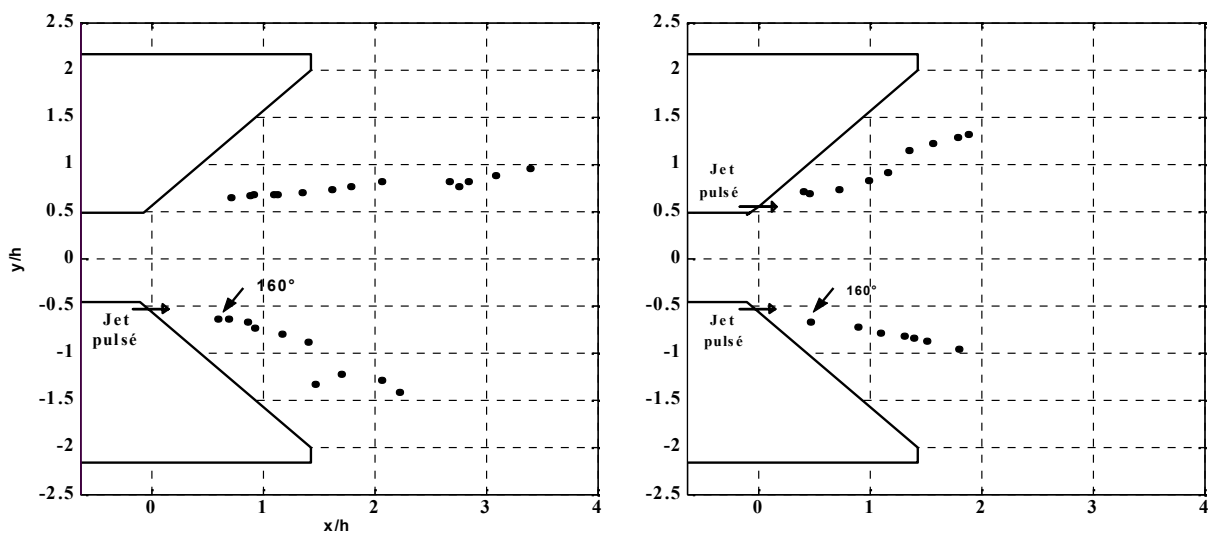


Figure V.16. Positions moyennes des centres des structures tourbillonnaires sur une période d'excitation dans le cas du contrôle bas (à gauche) et du contrôle double (à droite)

V-4. CONTROLE ALTERNE

Pour optimiser l'apport du contrôle par jet synthétique, nous avons pensé à utiliser l'alternance des jets synthétiques unilatéraux : l'idée est d'appliquer le contrôle alternativement en haut et en bas. Le paramètre qui va gouverner ce contrôle alterné sera le nombre n_p de périodes d'excitation à réaliser avant basculement.

V-4.1. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DU CONTROLE ALTERNE

Un système auxiliaire de pilotage automatique des deux actionneurs permet de réaliser le "contrôle alterné", en actionnant alternativement le jet synthétique du haut et celui du bas à une cadence de basculement réglable. Nous nous sommes intéressés à l'influence de la cadence de basculement, en considérant des durées du contrôle alterné de chaque actionneur égales à un nombre $n_p = 2, 5, 10$ ou 20 périodes de pulsation du jet synthétique. La figure V.17 donne un schéma descriptif du cas $n_p=10 T_o$, avec T_o : la période du jet synthétique.

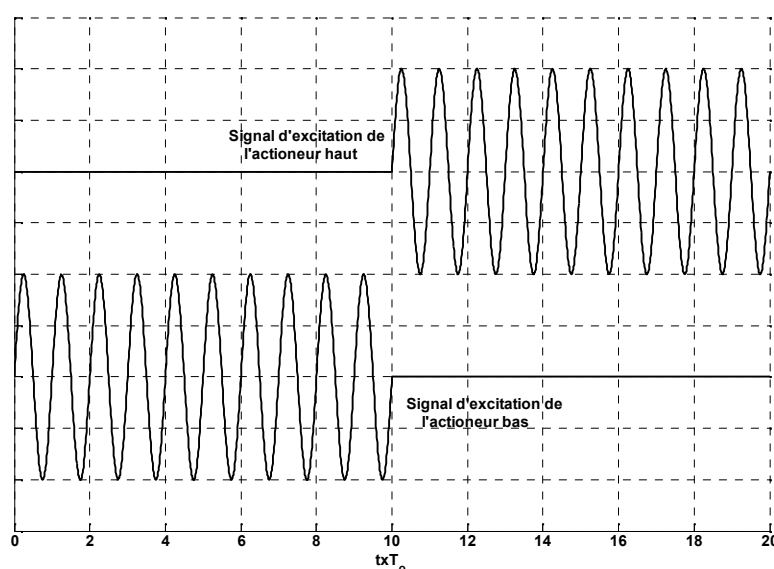


Figure V.17. Schéma descriptif du principe du contrôle alterné pour $n_p=10$.

V-4.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX DU CONTROLE ALTERNE

La figure V.18 présente les profils de vitesse moyenne, pour les différentes valeurs de n_p , à la distance $x/h=4$. Pour $n_p=2$, la forme du profil est proche de celle obtenue dans le cas du contrôle double simultané. La largeur du jet à mi-hauteur apparaît cependant beaucoup plus importante (3,3 h contre 2,7 h) : en effet, la déviation alternée de l'écoulement se traduit en moyenne par un élargissement du jet. Pour $n_p=5$, on obtient un profil approximativement plat sur toute une section de hauteur 2,5 h. La largeur du jet est encore considérablement accrue : on l'évalue à plus de 4 h. Pour n_p supérieur ou égal à 5, le profil présente deux lobes symétriques, qui montrent la formation de deux jets. L'augmentation de n_p fait augmenter le degré de vectorisation (basé sur la valeur maximale de la vitesse débitante) et le découplage des deux jets. La vectorisation de chacun des deux jets atteint la valeur obtenue par l'application d'un contrôle unilatéral à partir de $n_p=20$.

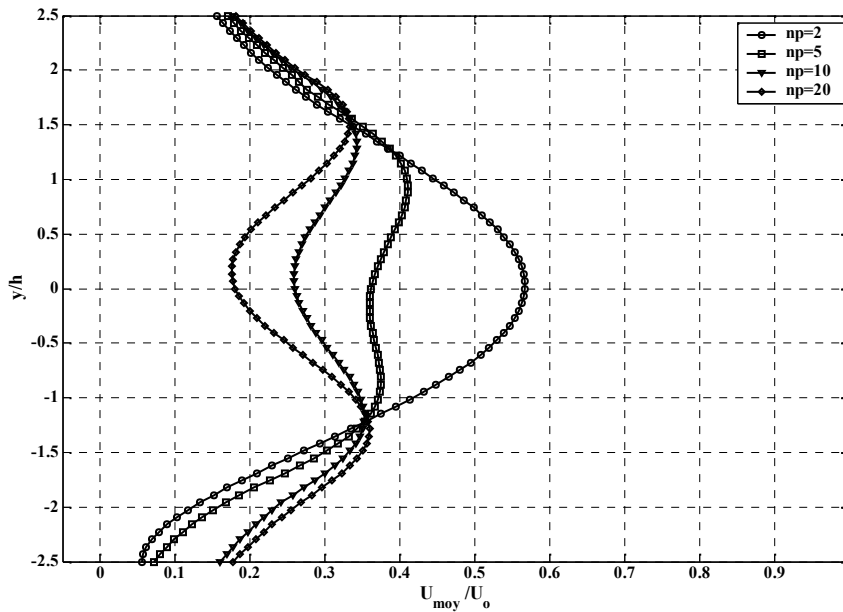


Figure V.18. Profils de vitesse moyenne longitudinale à $x/b=4$ dans le cas du contrôle alterné : influence de la cadence de basculement.

Cette analyse montre que si le nombre de périodes est inférieur à une certaine valeur critique, le jet entraîné côté contrôlé ne trouve pas le temps d'aller jusqu'à sa position extrême. Pour un nombre critique de périodes (np voisin de 5 dans la présente expérience), le jet oscille continuellement entre les deux positions extrêmes correspondant aux contrôles unilatéraux. Au delà de la valeur critique, le jet a le temps de se stabiliser alternativement sur chacune des deux positions, d'où en moyenne l'apparition de deux jets vectorisés respectivement vers le haut et le bas. La figure V.19 illustre ce phénomène en présentant les champs moyens de vitesse pour les différentes situations analysées. Pour $np=2$, l'écoulement moyen reste éloigné des parois divergentes, mais l'expansion latérale du jet est fortement accrue par rapport au contrôle bilatéral permanent. Pour $np=20$, le dédoublement du jet apparaît clairement : on mesure en aval un angle voisin de 40° entre les deux branches du jet double, ce qui correspond bien à la superposition des deux champs de contrôles unilatéraux.

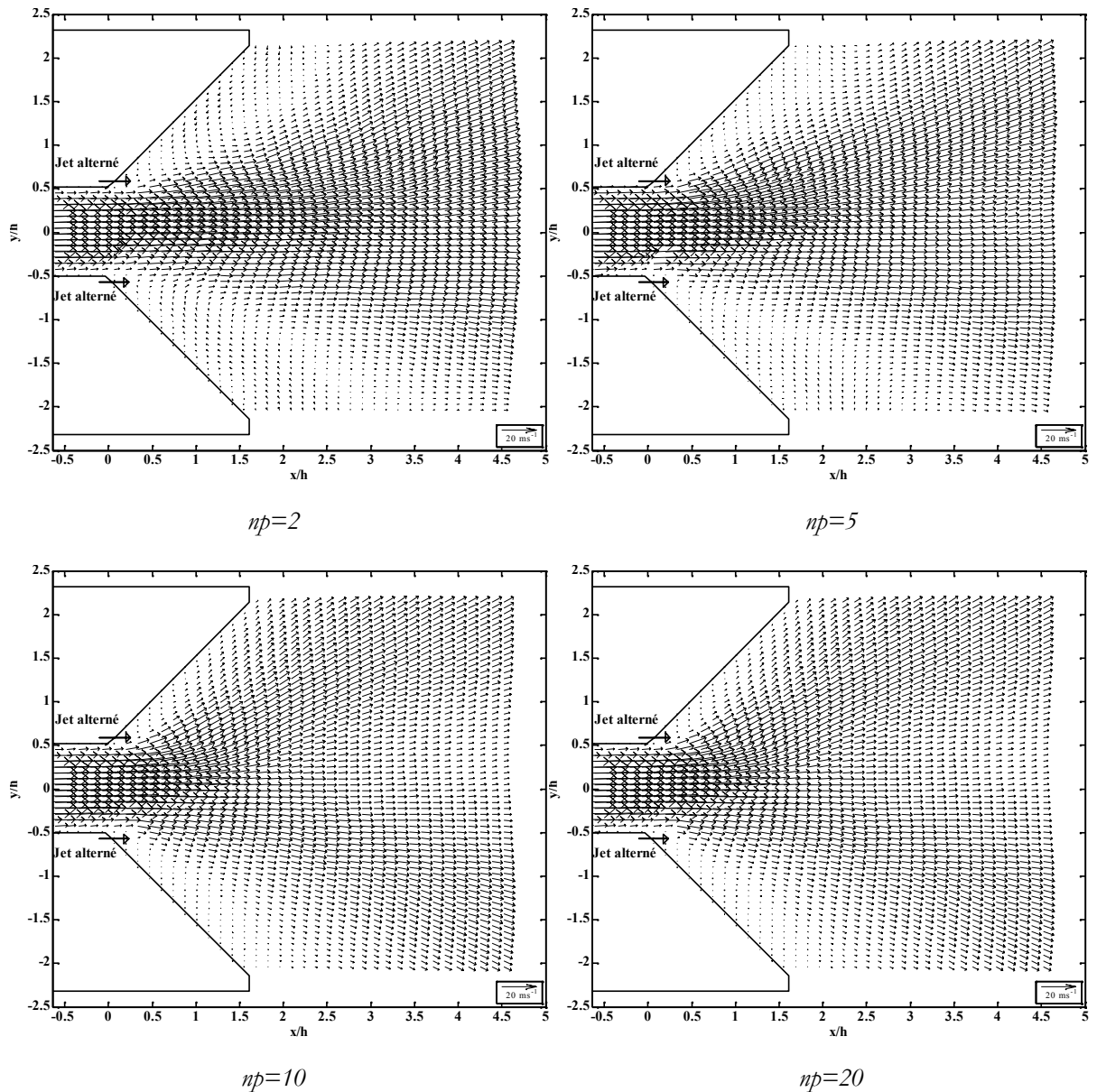


Figure V.19. Champs de vitesse moyenne pour différentes configurations de contrôle alterné.

Les iso-contours d'énergie cinétique fluctuante correspondant aux différentes situations de contrôle sont donnés sur la figure V.20. Le cas du contrôle-double (figure V.20.a) permanent est utilisé comme référence. Le cas du contrôle-alterné- $np=2$ (figure V.20.b) indique que le basculement entre les deux états stables du jet contrôlé est générateur de fluctuations supplémentaires. Les cas du contrôle-alterné $np=5$ (figure V.20.c) et $np=20$ (figure V.20.d) sont également présentés et montrent que ce supplément croît avec np . Pour $np=5$, une meilleure homogénéité de l'énergie des fluctuations est obtenue, ce qui confirme le rôle critique de cette valeur. Pour $np=20$, on remarque que les effets des excitations unilatérales se sont découplés, ce qui conduit à deux lobes de grandes fluctuations près de chacune des parois.

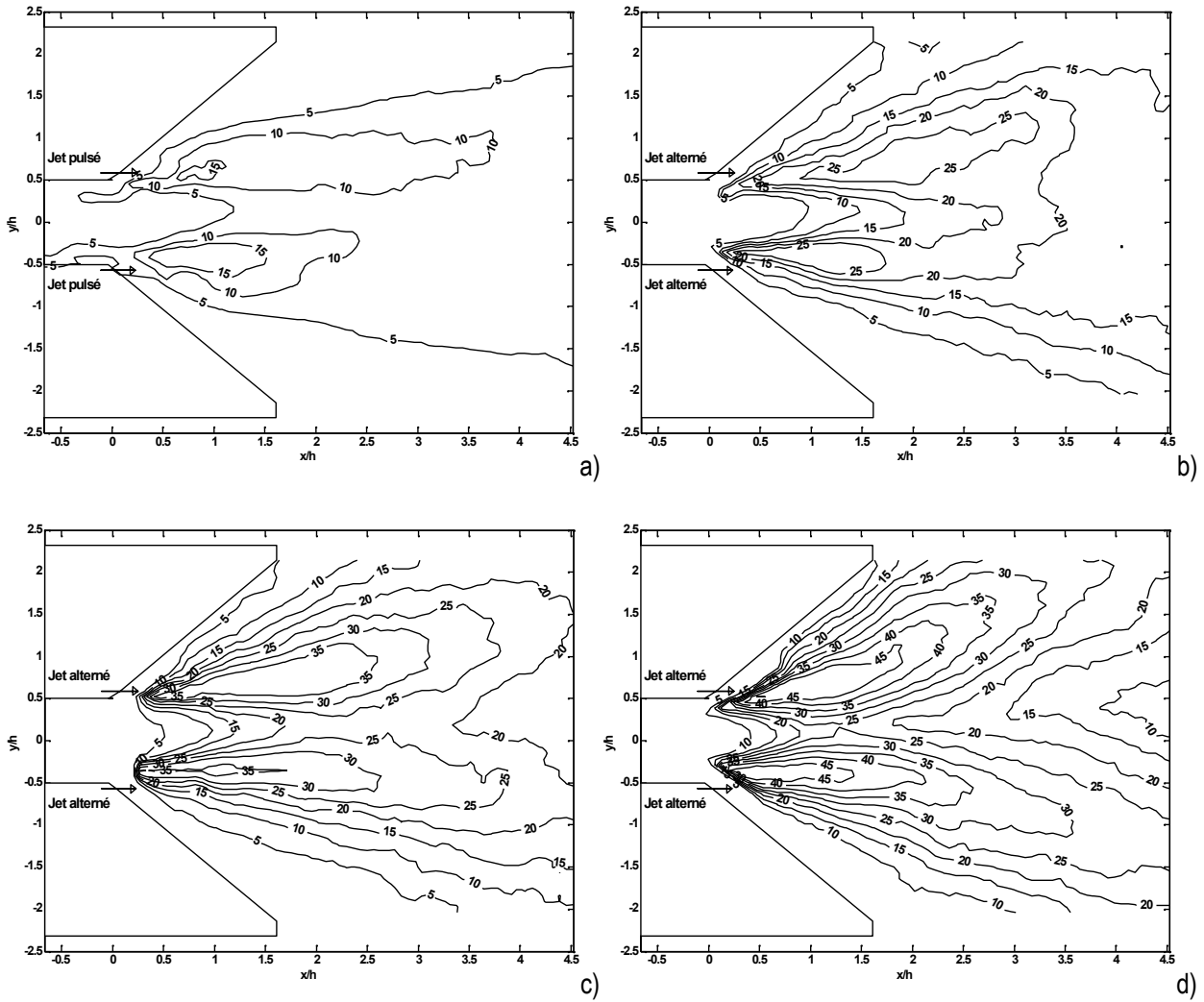


Figure V.20. Iso-contours d'énergie de fluctuations pour (a) contrôle double permanent, (b) contrôle alterné $np=2$, (c) contrôle alterné $np=5$ et (d) contrôle alterné $np=20$.

V-4.3. ANALYSE PAR POD - DETERMINATION DU TEMPS NECESSAIRE AU BASCULEMENT

L'analyse POD est réalisée sur un ensemble de 1000 réalisations pour le cas du contrôle alterné avec $np=20$. La figure V.21 donne les deux premiers modes issus de l'analyse POD. Le premier mode n'est autre que le champ moyen alors que le second mode, dont le coefficient associé a_2 , prend tantôt des valeurs positives tantôt des valeurs négatives (figure V.22), décrit le phénomène de basculement du jet entre l'état haut et l'état bas. On remarque que des réalisations correspondant à des états intermédiaires entre l'état haut et l'état bas ont été aussi mises en évidence.

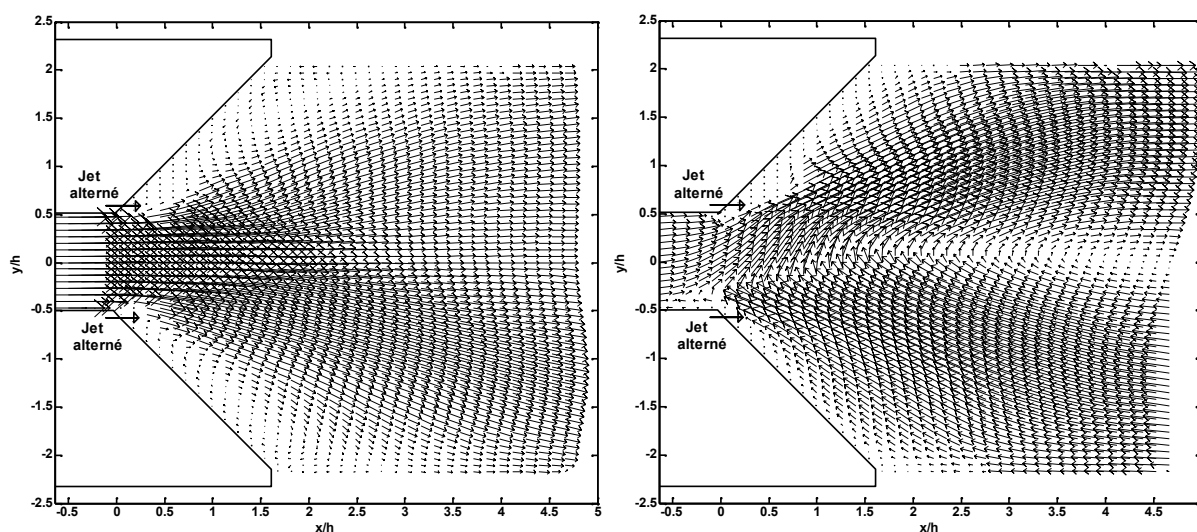


Figure V.21. Les deux premiers modes issus de la décomposition par POD.

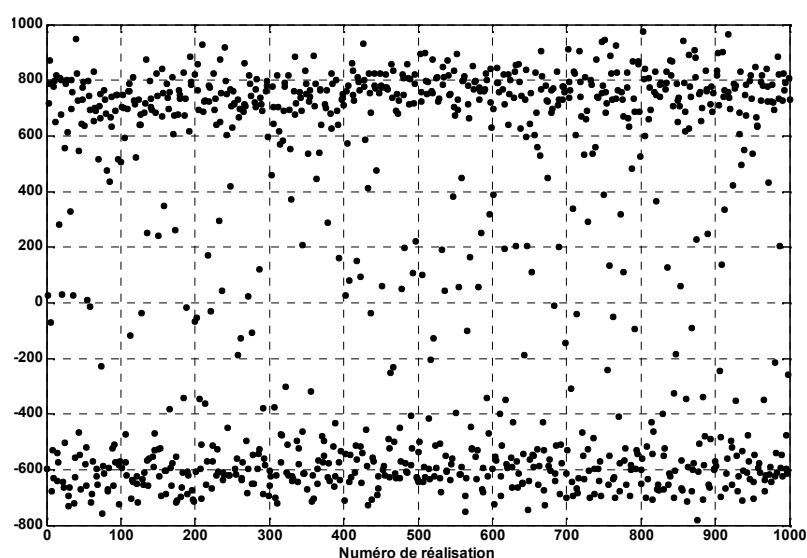


Figure V.22. Evolution du coefficient a_2 associé au second mode

La densité de probabilité associée aux valeurs du coefficient a_2 (Figure V.23), est presque symétrique et indique que la probabilité, dans le cas considéré, pour que l'écoulement soit dans un état haut ou bas est très grande par rapport à celles des autres états intermédiaires. La probabilité de trouver l'écoulement entre les deux états extrêmes est estimée à 14 %. Comme cette probabilité est liée au temps nécessaire à l'écoulement pour accomplir sa transition d'un état à un autre, on estime ainsi ce temps à 7 % du cycle du contrôle alterné comme le montre la figure V.24. Pour $np=20$, la durée du cycle alterné est de $40 T_0$ ou T_0 désigne la période du jet synthétique et le temps de basculement t_b est estimé à $2.8 T_0$. On détermine ainsi avec plus de précision le nombre critique des périodes du jet synthétique à réaliser avant basculement. Cette valeur est $np)_{critique} = 3$ périodes. Si $np < np)_{critique}$, le basculement d'un état à un autre s'effectue avant que l'écoulement atteigne sa déflexion maximale (cas des mesures pour $np=2$), alors que si $np > np)_{critique}$, l'écoulement aura le temps de rester dans l'une des positions extrêmes (cas des mesures pour $np=20$). Par ailleurs, si np est légèrement supérieur à $np)_{critique}$ (cas des mesures pour $np=5$), l'écoulement

atteint sa déflexion maximale et bascule tout de suite vers l'état opposé, ce qui améliore à la fois la diffusion de l'écoulement et son mélange.

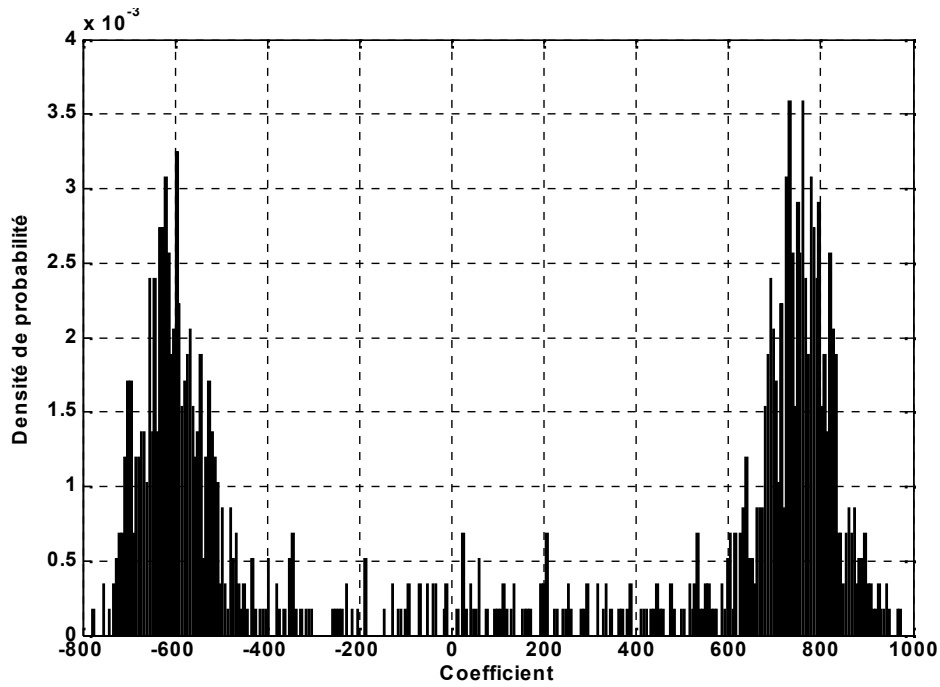


Figure V.23. Densité de probabilité associée aux valeurs du coefficient a_2

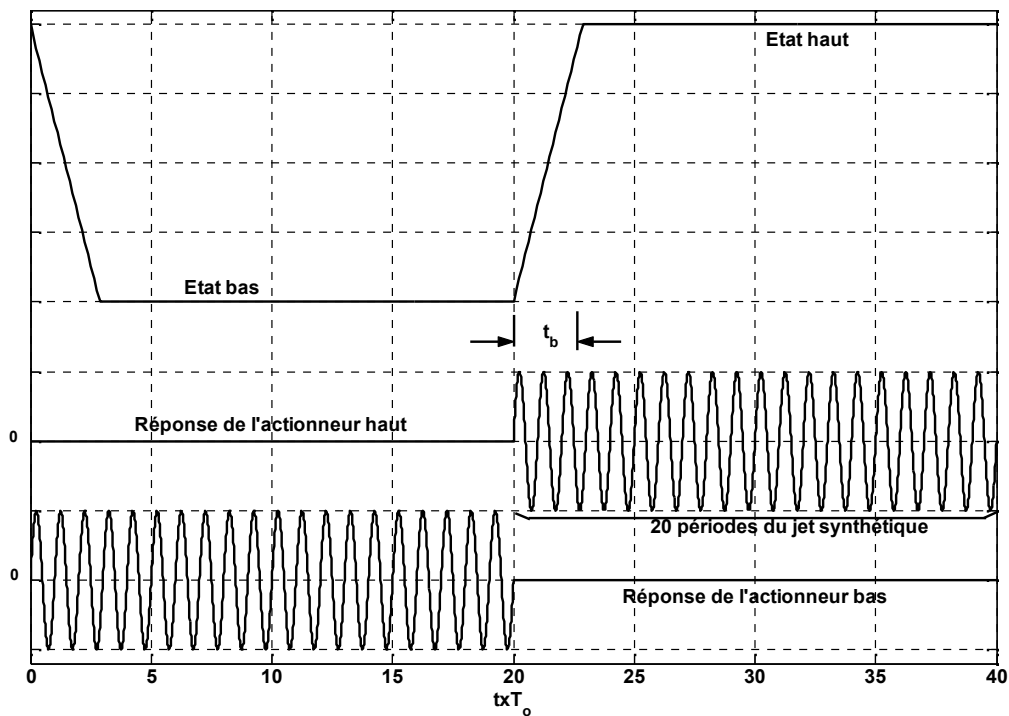


Figure V.24. Schéma descriptif du déroulement du contrôle alterné pour $np=20$

V-5. CONCLUSION

Un contrôle par deux jets synthétiques a été mis en œuvre sur un jet issu de deux configurations différentes. Les champs de vitesse obtenus par vélocimétrie par images de particules mettent en évidence les modifications de

l'écoulement engendrées par ce type de contrôle : l'effet le plus remarquable est l'augmentation du mélange associée à l'expansion du jet. Une étude des champs de vitesse synchronisés avec le jet synthétique montre que le contrôle génère un train de structures tourbillonnaires qui restent collées à la paroi tout en glissant sur celle-ci. Ce phénomène favorise l'attachement de l'écoulement à la paroi ce qui d'une part élimine la zone de recirculation et d'autre part améliore la diffusion. L'analyse des champs de fluctuations de vitesse a permis de séparer les effets liés à la turbulence de ceux liés aux structures périodiques. Le système de contrôle alterné développé pour la présente étude, a permis d'accroître encore l'élargissement moyen de l'écoulement. L'analyse par POD d'un cas du contrôle alterné a donné lieu à une estimation du nombre critique qui assure le maximum de mélange dans l'écoulement.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Ce rapport présente l'essentiel des résultats expérimentaux concernant le contrôle des écoulements par jets synthétiques. La caractérisation des écoulements a été effectuée principalement par vélocimétrie par images de particules et l'analyse des mesures a été effectuée en utilisant diverses techniques de post-traitement.

Les principales conclusions relatives aux différentes parties de l'étude sont d'abord rappelées, avant d'évoquer les prolongements possibles d'une telle étude.

Caractérisation des écoulements par PIV

Un des objectifs de ce travail était la maîtrise de la vélocimétrie par images de particules (PIV). Cette technique présente l'avantage de mesurer à un instant donné le champ de vitesse dans un plan. Ceci réduit énormément le temps de mesure et permet de détecter certains phénomènes difficiles à capter par les autres techniques de mesure.

Dans ce travail, la PIV nous a permis une bonne description statistique des écoulements. En effet, moyennant des mesures synchronisées, il est possible de faire le suivi des structures et d'étudier les instationnarités de l'écoulement.

L'actionneur type jet synthétique

Les jets synthétiques présentent une grande efficacité dans le domaine du contrôle des écoulements et sont par conséquent de plus en plus utilisés. Leurs avantages sont : facilité d'emploi, amplitude importante de débattement et gamme de fréquences assez large.

La caractérisation des jets synthétiques sur une période d'évolution met en évidence la génération de paires de tourbillons contrarotatifs. Ces structures, qui naissent lors de la phase de soufflage, se retrouvent coupées de l'injecteur lors de la phase d'aspiration puis convectées par leur propre dynamique. Ces structures organisées et périodiques dominent le comportement des jets synthétiques. La phase de soufflage du jet synthétique est unidirectionnelle alors que l'aspiration est omnidirectionnelle. Les grandeurs de caractérisation du jet synthétique sont la longueur de décharge et le nombre de Reynolds qui lui correspond.

L'influence de certains paramètres étudiés peut être résumée ici :

- Les actionneurs réalisés ont un bon fonctionnement sur la gamme fréquence 50-250 Hz ;
- L'actionneur présente un point de fonctionnement optimal en amplitude.
- L'écoulement généré par l'actionneur présente une très bonne uniformité en envergure ;

Contrôle du sillage d'une plaque plane

Dans une première application des jets synthétiques, nous nous sommes intéressés au sillage d'une plaque plane. Il ressort de cette partie :

- Le contrôle permanent de part et d'autre du plan de symétrie horizontale apporte une réduction très significative du sillage moyen ;
- Dans le cas d'un contrôle dissymétrique, il est possible de dévier l'écoulement et de générer une circulation autour de la plaque ;
- Les jets synthétiques agissent par aspiration de l'écoulement amont et par génération de structures périodiques qui stimulent le mélange entre l'écoulement principal et la zone de culot ;
- Un système de contrôle de la vectorisation de l'écoulement a été testé et a donné des résultats prometteurs ;
- Le contrôle impose un caractère périodique à l'écoulement, ce qui a permis de caractériser la dynamique de l'écoulement durant un cycle du jet synthétique et d'en déduire le mécanisme du contrôle.
- Une méthode de calcul des trajectoires de particules fluides dans le cas d'un écoulement périodique et instationnaire a été présentée.

Contrôle d'un écoulement de type jet confiné ou libre

Un contrôle par deux jets synthétiques a été mis en œuvre sur un jet rectangulaire confiné par un divergent court. Les champs de vitesse obtenus par vélocimétrie par images de particules mettent en évidence :

- Les modifications de l'écoulement engendrées par ce type de contrôle ;
- L'augmentation importante du mélange associé à l'expansion du jet ;
- Le rôle des phases d'aspiration et de soufflage du jet synthétique ;
- L'amélioration apportée par le système de contrôle alterné développé pour la présente étude, qui a permis d'accroître encore l'élargissement moyen de l'écoulement ;
- L'existence d'un nombre critique de périodes d'excitation avant basculement. Pour un nombre de périodes du jet synthétique supérieur au nombre critique, l'écoulement aval commence à se scinder en deux jets distincts orientés respectivement vers le haut et vers le bas ;
- L'étude statistique combinée à une analyse POD a permis l'estimation de ce nombre critique.

Un peu de perspectives ...

L'analyse expérimentale du contrôle par jets synthétiques réalisée n'est en aucun cas terminée et des voies d'amélioration sont en effet envisageables :

- Soigner plus les conditions expérimentales et refaire un certain nombre d'expériences qui méritaient d'être répétées pour recueillir plus d'information et mieux répondre aux questions qui sont restées sans réponses satisfaisantes ;
- Développer des techniques de post-traitement plus performantes pour une meilleure exploitation de l'énorme base de données obtenue suite à ce travail. On peut citer par exemple l'introduction des modèles stochastiques pour tenir compte de la partie incohérente dans le calcul des trajectoires ;
- Etendre l'étude aux écoulements plus complexes (jets circulaires ou écoulements 3D), ...

Annexe

ANNEXE : RESISTANCE DU PROFIL

La résistance de profil est la somme de la résistance de sillage et de la résistance de frottement. On peut la déterminer expérimentalement, soit par pesée directe (en soufflerie) soit à partir des mesures faites au tube de Pitot. Ce dernier cas est utilisé dans ce travail. Les résultats sont maintenant obtenus à l'aide de la formule de Jones que l'on va établir en se limitant au cas bidimensionnel incompressible.

Considérant donc un profil placé dans un écoulement uniforme à l'infini (pression p_∞ et vitesse U_∞) parallèle à l'axe des x , et une surface de référence $A_\infty B_1 B_1' A_\infty'$ entourant l'obstacle (Figure A.1), de dimensions suffisamment grandes pour que ses limites soient situées dans des régions où $p = p_\infty$.

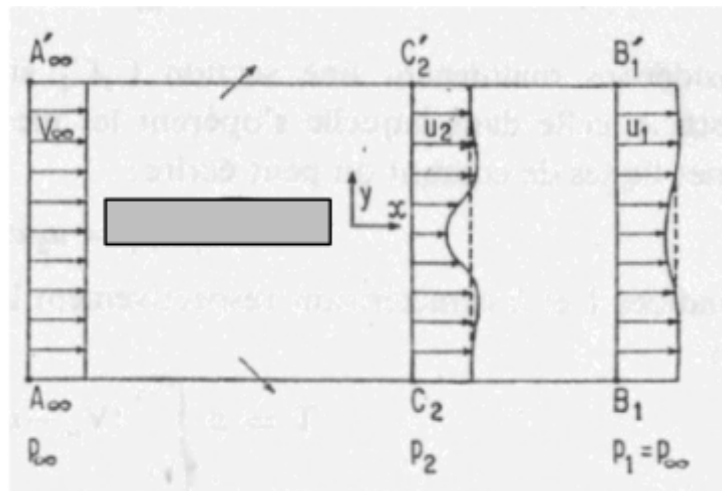


Figure A.1

Le long de $A_\infty B_1$ et $A'_\infty B'_1$ la composante longitudinale de la vitesse est supposée inchangée et égale à U_∞ . Les flux de masse et de quantité de mouvement sur les différentes faces, en projection sur l'axe des x et pour l'envergure unité, s'écrivent :

	Débits	Quantité de mouvement
Le long de $A_\infty A'_\infty$	$-\int_{A_\infty}^{A'_\infty} U_\infty dy$	$-\rho \int_{A_\infty}^{A'_\infty} U_\infty^2 dy = -\rho \int_{B_1}^{B'_1} U_\infty^2 dy$
Le long de $B_1 B'_1$	$+\int_{B_1}^{B'_1} U_1 dy$	$+\rho \int_{B_1}^{B'_1} U_1^2 dy$
Le long de $A_\infty B_1$ et $A'_\infty B'_1$	$+\int_{B_1}^{B'_1} (U_\infty - U_1) dy$	$+\rho \int_{B_1}^{B'_1} U_\infty (U_\infty - U_1) dy$

Le débit à travers $A_\infty B_1$ et $A'_\infty B'_1$ est obtenu en tenant compte de l'équation de continuité en supposant le fluide incompressible et en exprimant que le débit sortant par les côtés $A_\infty B_1$ et $A'_\infty B'_1$ est égal à la différence des débits passant par $A_\infty A'_\infty$ et $B_1 B'_1$.

En appelant T la traînée de profil, par unité d'envergure, l'action exercée par le profil sur le fluide est $-T$, et l'application du théorème des quantités de mouvement nous conduit à écrire :

$$-T = \rho \int_{B_1}^{B'_1} [-U_\infty^2 + U_1^2 + U_\infty (U_\infty - U_1)] dy = \rho \int_{B_1}^{B'_1} U_\infty (U_\infty - U_1) dy$$

soit :

$$T = \rho U_\infty^2 \int_{B_1}^{B_2} \frac{U_1}{U_\infty} \left(1 - \frac{U_1}{U_\infty}\right) dy$$

Considérons maintenant une section $C_2 C'_2$ située dans le voisinage en arrière de l'obstacle, celle dans laquelle s'opèrent les mesures au tube de Pitot. En suivant les mêmes lignes de courant on peut écrire :

$$U_1 dy_1 = U_2 dy_2$$

dy_1 et dy_2 sont les distances infinitésimales entre les lignes de courant. Les indices 1 et 2 caractérisant respectivement les sections $B_1 B'_1$ et $C_2 C'_2$. Nous avons alors :

$$T = \rho \int_{C_1}^{C'_1} (U_\infty - U_1) U_2 dy_2$$

soit :

$$T = \rho U_\infty^2 \int_{C_2}^{C'_2} \frac{U_2}{U_\infty} \left(1 - \frac{U_1}{U_\infty}\right) dy_2$$

Si l'on admet, comme le faisait Jones, qu'il n'y a pas de perte d'énergie par dissipation visqueuse entre C_2C_2' et B_1B_1' , ce qui se justifie si C_2C_2' n'est pas trop proche de l'obstacle, on a

$$P = p_1 + \frac{\rho U_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho U_2^2}{2}$$

et puisque $p_1 = p_\infty$, il vient :

$$U_1 = \sqrt{2 \frac{P - p_1}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{P - p_\infty}{\rho}} \quad \text{et donc} \quad \frac{U_1}{U_\infty} = \sqrt{\frac{P - p_\infty}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}}$$

$$U_2 = \sqrt{2 \frac{P - p_2}{\rho}} \quad \text{et donc} \quad \frac{U_2}{U_\infty} = \sqrt{\frac{P - p_2}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}}$$

et par suite :

$$T = \rho U_\infty^2 \int_{C_2}^{C_2'} \sqrt{\frac{P - p_2}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}} \left(1 - \sqrt{\frac{P - p_\infty}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}} \right) dy_2$$

En introduisant la corde L du profil, il vient :

$$C_x = 2 \int_{C_2}^{C_2'} \sqrt{\frac{P - p_2}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}} \left(1 - \sqrt{\frac{P - p_\infty}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}}} \right) d\left(\frac{y_2}{L}\right)$$

La valeur de C_x se déduit donc des mesures de pressions directement données par un tube de Pitot se déplaçant dans la section C_2C_2' . C'est la formule de Jones [51].

Références bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Tardu S. (2001). Contrôle des écoulements. *XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy, Septembre, France.*
2. Gad-el-Hak Mohamed (1998). Frontiers of flow control, Fundamentals and Practices, *Lecture Notes in Physics, Ed Gad-el-Hak, M., Pollard, A., and Bonnet, J.-P. , Springer-Verlag, Berlin.*
3. Amitay M., Glezer A. (2000). Aerodynamic flow control using synthetic jet fluid actuator technology, *Euromech Colloquium 415, Juillet 24-26, Berlin.*
4. Kral L. D., Donovan J. F., Cain A. B., and Cary A. W. (1997). Numerical Simulation of Synthetic Jet Actuators, *AIAA 28th Fluid Dynamics Conference, AIAA paper 97-1824.*
5. Tardu S. (1995). Coherents structures and riblets, *Applied Science Research, 54, pp. 349-385.*
6. McCormick D. C. (2000). Boundary layer separation control with directed synthetic jets, *AIAA 2000-0519.*
7. Ingard U. (1953). On the theory and design of acoustic resonators, *Journal of the acoustical society of America, Vol 25, No 6.*
8. Smith B. L., Glezer A. (1998). The formation and evolution of synthetic jets, *Physics of Fluids, Vol 10, N°9, pp. 2281-2297.*
9. Béra J.C., Michard M, Grosjean N. (2001). Flow analysis of two-dimensional pulsed jets by Particle Image Velocimetry, *Experiments in Fluids, Vol. 31, n° 5, pp. 519-532.*
10. Kral L. D., Donovan J. F., Cain A. B., Cary A. W. (1997). Numerical Simulation of Synthetic Jet Actuators, *AIAA 28th Fluid Dynamics Conference AIAA 97-1824.*
11. Rizzetta D. P., Visbal M. R., Stanek M. J. (1998), Numerical Investigation of Synthetic Jet Flow fields, *AIAA 29th Fluid Dynamics Conference, AIAA 98-2910.*
12. Smith B. L., Swift G. W. (2003). A comparison between synthetic jets and continuous jets, *Experiments in Fluids, 34, pp. 467-472.*
13. Brissaud M., Sunyach M., Béra J.C., Gonnard P. (1998). Piezoelectric actuator for active control of flow separation, *2nd Japan-France seminar on intelligent materials and structures, Strasbourg, France, juin98.*
14. Smith B. L., Swift G. W. (2003, Synthetic jets at large reynolds number and comparaisn to continuous jets, *AIAA paper 2001-3030.*

15. Béra J.C., Michard M., Sunyach M., Comte-Bellot G., (2000). Changing lift and drag by jet oscillation: experiments on a circular cylinder with turbulent separation, *European Journal of Mechanics B - Fluids*, Vol. 19, n° 5, pp. 575-595.
16. Crow S. C., Champagne F. H. (1971). Orderly structure in jet turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 48, pp. 547-591.
17. Koch C. R., Powell J. D., Reynolds W. C. (1990). An experimental investigation of a jet diffuser in transitory stall, *AIAA paper 90-0241*.
18. Pack L. G., Seifert A. (1999). Periodic excitation for vectoring and enhanced spreading, *AIAA paper 99-0672, 37th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA*.
19. Smith B. L., Glezer A. (1997). Vectoring and small-scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuators, *AIAA 35th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 97-213*.
20. Smith B. L., Glezer A. (1999). Vectoring of a High Aspect Ratio Rectangular Air Jet Using a Zero Net-Mass-Flux Control Jet, *Bull. Am. Phys. Soc.* 39, 1894.
21. Smith B. L., Glezer, A. (2002). Jet vectoring using synthetic jets, *J. Fluid Mech.*, 458:1–34.
22. Park S.H., Lee I., Sung H. J. (2001). *Effect of local forcing on a turbulent boundary layer, Experiments in fluids*, 31, pp. 384-393.
23. Fiedler A. (2000). DPIV study of starting flow downstream from a backward-facing step, *experiments in fluids*, 23, 395-404.
24. Obi S., Ohizumi H., Aoki K. and Masuda. S. (1993). Turbulent separation control in a plane asymmetric diffuser by periodic excitation, *Engineering Turbulence Modelling and experiments 2, W. Rodi and F. Martelli (Editors), Elsevier science Publishers*.
25. Brunn A., Nitché W., (2003). Separation control by periodic excitation in a turbulent axisymmetric diffuser flow. *J. Turbulence 4, March*.
26. Coller B. D., Noack B. R., Narayanan S., Banaszuk and Khibnik A. I. (2000). Reduced-basis model for active separation control in a planar diffuser flow, *AIAA-paper 2000-562*.
27. Raffel M., Willert C. E., Kompenhans J. (1998). Particle Image Velocimetry, a Practical Guide, *Springer, Berlin*.
28. Dudderar T.D., Simpkins P.G. (1977). The development of scattered light Speckle Metrology, *Nature, London 270, 45*.
29. Adrian R. J. (1991). Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics Vol. 23, pp. 261-304*.

30. Dantec (2002), Dantec FlowManager software and Introduction to PIV Instrumentation, *Dantec, Denmark*.
31. Tokumaru, Dimotakis (1995). Image correlation velocimetry. *Exp. Fluids 19: 1-15*.
32. Scarano F. (2002), Review article: Iterative image deformation methods in PIV, *Meas. Sci. Technol. 13, R1-R19*.
33. Westerweel J., Dabiri D., Gharib, M., (1997). The Effect of a Discrete Window Offset on the Accuracy of Cross-Correlation Analysis of Digital PIV Recordings, *Experiments in Fluids, Vol.23, pp. 20-28*.
34. Wereley, Meinhart, (2000). Accuracy improvements in particle image velocimetry algorithms, *PIV. 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*.
35. Huang H. T., Fielder H. F., Wang J. J. (1993a). Limitation and improvement of PIV, part I. Limitation of conventional techniques due to deformation of particle image patterns, *Exp.Fluids 15 168-74*.
36. Huang H. T., Fielder H. F., Wang J. J. (1993b). Limitation and improvement of PIV, part II. Particle image distortion, a novel technique, *Exp. Fluids 15 263-73*.
37. Scarano F., Riethmüller M. L. (1999). Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset, *Exp. Fluids 26 513-523*.
38. Fincham A. M., Delerce G. (2000). Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms, *Exp. Fluids 29 S013-22*.
39. Chong M. S., Perry A. E. and Cantwell B. J. (1990). A general classification of three-dimensional flow field, *Phys. Fluids A 2, 765*.
40. Hunt J. C. R., Wray A. A. and Moin P. (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, *Report CTR-S88, Center For Turbulence Research*
41. Jeong, Hussain (1997). Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow, *J. Fluid Mech. vol. 332, pp. 185-214*.
42. Michard M., Graftieaux L., Lollini L., Grosjean N. (1997). Identification of vortical structures by a non local criterion: application to PIV measurement and DNS-LES results of turbulent rotating flows. *11th Conf. on Turbulent Shear Flows, Grenoble, France*.
43. Graftieaux L., Michard M., Grosjean N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, *Meas. Sci. Technol. 12, pp. 1422-1429*.
44. Bailly C. & Comte-Bellot G. (2003). La turbulence, *Editions CNRS, Paris*.

45. Lumley J.L., (1967). The structure of inhomogeneous turbulence, In Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, Yaglom AM, Tatarski VA (eds). Nauka: Moscow, pp. 166–178.
46. Newman A. J. (1996). Model reduction via the Karhunen-Loeve Expansion, Part I : An Exposition, Technical report, Institute for Systems Research.
47. Sirovich L. (1987). Turbulence and dynamics of coherent structures part I: Coherent structures, Quarterly of applied mathematics. Vol.45, No. 3, pp.561-571.
48. Lumley J. L., Holmes P. and Berkooz G. (1993). The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. Ann. Rev. Fluid Mech. 25 539–75.
49. Lumley J. L., Holmes P. and Berkooz G., (1996). Turbulence Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry, Cambridge University Press.
50. Smith B L, Swift G W, (2003). A comparison between synthetic jets and continuous jets, Experiments in Fluids, 34, pp. 467-472
51. Comolet R., Bonnin J., (1981). Mécanique expérimentale des fluides, Tome II : Dynamique des fluides réels, Masson, Paris.
52. Nougier J. P. (1993), Méthodes de calcul numérique, Masson, Paris.
53. MacManus K., Magill J. (1997). Airfoil performance enhancement using pulsed jet separation control, AIAA Paper No. 97-1971, 4th AIAA Shear Flow Control Conference, Snowmass Village, CO.
54. Kwong A.H.M., Dowling A.P. (1994). Active boundary-layer control in diffuser, AIAA Journal 32, 2409-2414.
55. Freund J.B., Moin P. (2000). Jet Mixing Enhancement by High-Amplitude Fluidic Actuation, AIAA Journal, vol. 38, No. 10, 1863-1870.

PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES

Revues

Ben Chiekh M., Béra J.C., Michard M., Sunyach M (2000) " Contrôle par jet pulsé de l'écoulement dans un divergent court à grand angle " Compte Rendu de l'Académie des Sciences, Série II, Mécanique, Tome 328, N°10, pp. 749-756.

Ben Chiekh M., Belmabrouk H., Béra J.C. et Ben Nasrallah S. (2000) "Analyse par PIV de la réduction par jet synthétique de l'effet de décollement dans un diffuseur" Les annales Maghrébines de l'Ingénieur, Vol 1, pp. 51-63.

Béra J.C., Ben Chiekh M., Michard M., Comte-Bellot G., Sunyach M., (2003) "Control of a plane jet by fluidic wall pulsing" AIAA Journal, Vol 41, No 5, pp: 972-975.

Ben Chiekh M., Béra J.C., Michard M., Sunyach M (2003) " Elargissement d'un jet plan par contrôle fluidique alterné", Compte Rendu de Mécanique, 331, pp : 407-414.

Ben Chiekh M., Béra J.C., Sunyach M. (2003) "Synthetic jet control of a confined flow through a wide-angle diffuser: flow control mechanisms " Journal of Turbulence, Vol. 4, No. 032.

Communications

Ben Chiekh M., Michard M., Béra J.C., Sunyach M., Grosjean N. "Analyse par VIP de la Modification du décollement par action d'un jet synthétique dans un diffuseur", 7^{ème} congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 19-22 septembre 2000, Marseille, France.

Ben Chiekh M., Michard M., Belmabrouk H., Ben Nasrallah S. "An application of proper orthogonal decomposition to particles tracking", European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering ECCOMAS 2000, Barcelona, 11-14 September 2000, Espagne.

Michard M., Ben Chiekh M., Béra J.C., Grosjean N. " Utilisation de la PIV et de la POD pour la reconstruction de la trajectoire de particules fluides dans un écoulement instationnaire périodique" 8^{ème} congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 17-20 septembre 2002, Orsay, France.

Sunyach M., Béra J.C., Ben Chiekh M. " Contrôle de l'écoulement derrière une plaque plane", 16^{ème} congrès Français de Mécanique, 1-5 septembre 2003, Nice, France.