



HAL
open science

Etude d'un jet rectangulaire supersonique à nombre de Mach 1.45 vectorisé par actionneur fluidique

Vincent Jaunet

► **To cite this version:**

Vincent Jaunet. Etude d'un jet rectangulaire supersonique à nombre de Mach 1.45 vectorisé par actionneur fluidique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Poitiers, 2010. Français. NNT: . tel-00569333

HAL Id: tel-00569333

<https://theses.hal.science/tel-00569333>

Submitted on 24 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

&

FACULTÉ DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUÉES
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur & Aéronautique

Spécialité : MÉCANIQUE DES MILIEUX FLUIDES ET ACOUSTIQUE

Présentée par

Vincent JAUNET

Etude d'un jet rectangulaire supersonique à nombre de Mach 1.45 vectorisé par actionneur fluide

Directeur de thèse : **M. Jean-Paul BONNET**

Co-direction : **M. Erwan Collin**

Soutenue le 13 décembre 2010
Devant la Commission d'Examen

JURY

P. Comte	Professeur ENSMA, PPRIME, Poitiers	Président
S. Barre	Chargé de Recherche CNRS, LEGI, Grenoble	Rapporteur
A. Chpoun	Professeur IUT Evry, LMEE, Evry	Rapporteur
L. Jacquin	Prof. Ecole Polytechnique, Dir. ONERA-DAFE, Meudon	Examineur
J.P. Dussauge	Directeur de Recherche CNRS, IUSTI, Marseille	Examineur
J.P. Bonnet	Directeur de Recherche CNRS, PPRIME, Poitiers	Examineur
E. Collin	Maître de Conférence ENSMA, PPRIME, Poitiers	Examineur
J.C. Courty	Ingénieur Dassault-Aviation, Saint-Cloud	Examineur
S. Palerm	Ingénieur CNES, Evry	Invitée

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement les membres du jury -Laurent Jacquin, Jean-Paul Dussauge, Jean-Claude Courty et Sandrine Palerm - de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail et d'assister à ma soutenance. Je tiens à adresser plus particulièrement mes sincères remerciements aux rapporteurs -Amer Chpoun et Stéphane Barre- pour leur lecture attentive et leurs commentaires très riches, mais également au président du jury -Pierre Comte- pour la pertinence de ses remarques.

Je tiens à remercier la Région Poitou-Charentes ainsi que le CNRS pour le soutien financier de la bourse de thèse qu'ils m'ont accordé et qui m'a permis de réaliser l'ensemble de ces travaux.

Ma reconnaissance va également à mes directeurs de thèse -Jean-Paul Bonnet et Erwan Collin-, pour la très grande confiance qu'ils m'ont accordé durant ces trois années et pour tout le support qu'ils m'ont offert.

Je remercie très chaleureusement Dominique Aymer, qui a grandement contribué à l'élaboration de ce travail, pour sa patience lors des nombreux échanges que l'on a pu entretenir.

Ma gratitude va également à Joël Delville, dont les fourmillantes idées m'ont ouvert l'esprit, et grandement permis de progresser.

Je tiens à remercier tous les chercheurs de l'institut PPRIME, et plus particulièrement l'équipe du CEAT. Il serait bien présomptueux de tous les nommer, mais qu'ils trouvent en ces quelques, toute ma reconnaissance. Je ne sais comment remercier tout le personnel technique et administratif du CEAT, sans qui rien n'aurait pu se faire. Encore une fois, j'ai bien de trop

peur d'en oublier pour tous les nommer, mais j'adresse à chacun d'eux toute ma gratitude.

Je tiens également à remercier tous les étudiants que j'ai rencontré durant cette thèse. Une pensée particulière à ce bon-vivant d'Antoine et à Thomas, qui a su me faire faire des économies... Un grand merci à Guillaume, ça valait le coup de rester au labo cet été nan ? Merci à Rémy, formidable inventeur d'une nouvelle échelle de température ; et à Max, s'il pouvait faire une analyse en ondelettes des victoires de l'Undertaker, sûr qu'il le ferait ! Merci André de nous avoir ramené un peu de chaleur du Brésil. Merci également à Cyrille, pour tout ces bons conseils, et surtout ces potins. Merci Cyril pour tout ces bons moments passés ! J'en oublie, j'en suis sûr. Merci à tous !

Je dois beaucoup à ma ché. Merci Elise de m'avoir supporté et encouragé durant la dernière ligne droite.

Je tiens à également à remercier mes parents et mon frère qui m'ont soutenu jusqu'au bout.

Table des matières

Nomenclature	x
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xix
I Chapitre 1 : Revue bibliographique	1
1 Couches de mélange et jets rectangulaires	1
1.1 Couches de mélange planes	1
1.1.1 Définitions	1
1.1.2 Structure de la couche de mélange	2
1.1.3 Effets de compressibilité	3
1.2 Les jets rectangulaires supersoniques	5
2 Contrôle fluidique de l'orientation de poussée d'un jet	11
2.1 Caractéristiques géométriques des décollements au devant de marches montantes	12
2.2 Injection transverse dans un écoulement supersonique	15
2.3 Revue des dispositifs de vectorisation fluidique	17
3 Conclusion	22
II Installation expérimentale et moyens de mesures	25
1 La soufflerie	25
2 Moyens de visualisations	27
2.1 Visualisations des lignes de frottement pariétales	27

Table des matières

2.2	Strioscopies moyennes et instantanées	27
3	Mesures de pression en parois de la veine d'essai	28
4	Mesures non-intrusives	29
4.1	Stratégie d'ensemencement	29
4.2	Mesure par Vélocimétrie par Images de Particules	30
4.2.1	Matériel optique et montage	30
4.2.2	Obtention des champs de vitesses instantanés	30
4.2.3	Précision de la mesure	32
4.3	Mesures par Vélocimétrie Laser Doppler	33
4.3.1	Description du montage LDV	33
4.3.2	Mesures classiques	33
4.3.3	Mesures spectrales	34
5	Conclusion	48
III Description topologique des écoulements		49
1	Spectres des lignes de frottement pariétales	49
2	Structure de choc	52
2.1	Le jet naturel	52
2.2	Les jets manipulés	54
3	Écoulement moyen dans le plan milieu du jet	56
3.1	Conclusion	62
4	Écoulement dans le sillage de l'actionneur	62
4.1	Grandeurs moyennes et turbulentes au centre du jet $z/h = 0$	63
4.1.1	Régime non vectorisé	63
4.1.2	Régime vectorisé	63
4.2	Répartition des grandeurs caractéristiques dans la direction transverse à l'écoulement	66
4.3	Contenu spectral des signaux de vitesse	69
5	Conclusion	73
IV Étude de la performance en vectorisation de poussée du système		75
1	Calcul de la poussée, définition des paramètres de vectorisation	75
2	Estimation expérimentale de la vectorisation de poussée	77
2.1	Influence de la position axiale du profil et des variables non accessibles	78
2.2	Choix des bornes d'intégration	79

3	Performances de vectorisation	80
3.1	Déviation de la poussée	80
3.2	Efficacité, facteur d’amplification, perte de poussée	81
4	Structure interne de l’écoulement, mécanismes de vectorisation.	83
4.1	Ecoulement autour de l’injecteur	83
4.2	Pression pariétale	84
4.3	Rôle de la détente sur la paroi opposée	86
4.4	Impact des effets tridimensionnels sur la dissymétrie de pression	86
5	Modélisation : limitations du système	87
5.1	Nombre de Mach-Taux de Détente	89
5.2	Nombre de Mach-Angle du divergent	91
5.3	Discussions	92
6	Conclusion	93
 V Etude de la structuration à grande échelle du jet en régime non vectorisé		95
1	Observation du phénomène	95
2	Etude des pressions en paroi de la veine d’essai	97
2.1	Etude sur les parois parallèles aux grands cotés	97
2.2	Etude sur les parois parallèles aux petits cotés	100
2.3	Etude sur les parois contiguës	100
2.4	Discussion sur les phénomènes physiques mis en jeu	100
3	Etude de la dynamique du jet	106
3.1	Décomposition orthogonale aux valeurs propres	106
3.2	Analyse POD des strioscopies	107
3.2.1	Traitements préalables, domaine d’étude	107
3.2.2	Méthodologie	110
3.2.3	Résultats	111
3.3	Modélisation dynamique d’ordre réduit	118
3.4	Conclusion	120
4	Vitesse de convection, utilisation d’un modèle d’advection	120
4.1	Description du modèle	121
4.2	Obtention de la vitesse de convection des perturbations	122
5	Structuration verticale préférentielle du mode de battement	124
5.1	Description du domaine d’étude	124
5.2	Analyse POD des champs de vitesse	126

Table des matières

5.3	Dynamique des premiers modes	129
5.4	Modélisation d'ordre réduit	131
6	Simulation d'ordre réduit simultanée PIV-Strioscopie	133
7	Conclusion	137
VI Effet de la vectorisation du jet sur le mode de battement		139
1	Observation du battement du jet	139
2	Etude des signaux de pression	140
2.1	Parois parallèles aux grands côtés	140
2.2	Parois parallèles aux petits côtés	141
2.3	Parois contiguës	143
2.4	Discussion	145
3	Analyse POD des strioscopies	146
3.1	Spectres des valeurs propres	146
3.2	Organisation spatiale préférentielle	147
3.3	Dynamique des premiers modes	149
4	Organisation verticale du mode de battement	154
4.1	Présentation des champs investigués	154
4.2	Spectres des valeurs propres	155
4.3	Organisation spatiale préférentielle de l'écoulement	156
4.4	Evolution temporelle des modes appairés	158
4.5	Discussion sur la dynamique identifiée	158
5	Modélisations d'ordre réduit	159
5.1	Similitudes entre les divers dynamiques	159
5.2	Modèles d'ordre réduit obtenus	161
5.3	Simulation simultanée PIV-strioscopie	163
5.3.1	Taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$	163
5.3.2	Taux d'injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$	165
6	Conclusion	168
Conclusion générale et perspectives		169
Annexe 1 : Etude de la précision des mesures LDV		173
1	Correction du biais de vitesse	173
2	Convergence statistique des données	174
3	Effets de la variation des conditions génératrices	175

3.1	Variations de la pression génératrice de la soufflerie	175
3.2	Variations de la pression d'injection	176
Annexe 2 : Présentation du calcul numérique		179
1	Caractéristiques du calcul	179
1.1	Domaine de calcul et maillage	179
1.2	Modèle de fermeture	181
1.3	Conditions aux limites	181
2	Confrontation des résultats numériques et expérimentaux	181
3	Conclusion	183
Références bibliographiques		185

Table des matières

Nomenclature

L_s	Longueur de cellule de choc
M_e	Nombre de mach de l'écoulement externe
M_j	Nombre de mach de la tuyère de la présente étude
M_d	Nombre de Mach de conception d'une tuyère
M_{fe}	Nombre de Mach entièrement détendu du jet
Q	Débit masse de l'écoulement primaire
S_{ij}	Densité spectrale de puissance, ou interspectre
U_{fe}	Vitesse d'éjection des gaz du jet entièrement détendu
$\gamma_{ij}^2(f)$	Fonction de cohérence entre les signaux i et j
ψ_{at}	Ondelette analysante pour l'échelle a au temps t
$\tilde{u}(a, t)$	coefficient d'ondelette à l'échelle a et au temps t
$b^2(f_1, f_2)$	Fonction de bicohérence
f_s	fréquence de screech
h	Petite dimension de la tuyère
l	Grande dimension de la tuyère
q_{inj}	Débit masse de l'injecteur
λ^n	Valeur propre

Nomenclature

$\Phi_i^{(n)}(\mathbf{x})$	Mode spatial
$a^{(n)}(t)$	Coefficient de projection
V	Vitesse de convection
$\beta = \tan^{-1}\left(\frac{F_y}{F_x}\right)$	Angle de vectorisation
η	Efficacité de vectorisation $\eta = \frac{\beta}{q_{inj}/Q}$
κ	Facteur d'amplification, rapport du flux de quantité de mouvement vertical et le flux de quantité de mouvement injecté.
$\Sigma = \Sigma_0 \cup \Sigma_E$	Surface d'application du bilan de quantité de mouvement
Σ_0	Parois de la tuyère
Σ_E	Section d'éjection de la tuyère
θ	angle du divergent par rapport à l'horizontale
$\tilde{\beta}$	Paramètre de vectorisation, angle de poussée estimé grâce aux mesures PIV
\vec{F}_0	Poussée idéale de la tuyère, régime adapté
\vec{F}	Poussée de la tuyère
\vec{F}_x	Composante axiale de la poussée de la tuyère
\vec{F}_y	Composante verticale de la poussée de la tuyère
C_f	Coefficient de poussée

Table des figures

I.1	Représentation schématique de l'interprétation de δ_ω	2
I.2	Schématisation des structures de Kelvin-Helmoltz dans une couche de mélange, d'après Brown et Roshko [1].	3
I.3	Evolution du taux d'évasement normalisé en fonction du nombre de Mach convectif, d'après Song et Qibing [2]	4
I.4	Champ moyen de vitesse longitudinale dans le plan milieu du grand côté pour un jet rectangulaire sous-détendu. D'après Alkisar <i>et al.</i> [3]	5
I.5	Champ moyen de vitesse longitudinale dans différentes sections présentant la permutation des axes, d'après Alkisar <i>et al.</i> [3]	6
I.6	Strioscopie instantanée d'un jet rectangulaire sous-détendu (d'après Alkisar <i>et al.</i> [3])	7
I.7	Comparaison du Strouhal du screech prédit par le modèle et des résultats expérimentaux (d'après Shih <i>et al</i> [4]).	8
I.8	Exemple de strioscopie d'un jet rectangulaire à structure de choc oblique, en régime sous-détendu. Vue du grand côté, d'après Raman [5].	9
I.9	Evolution de la fréquence de screech en fonction de nombre de Mach d'adaptation pour deux géométrie différentes, d'après Raman [5].	10
I.10	Schéma de la résonance acoustique entre les modes propres acoustiques d'une veine et un jet, d'après Tam <i>et al.</i> [6]	11
I.11	Ecoulement et profil de pression pariétale issus d'un décollement de marche montante, d'après Zukoski [7].	13
I.12	Corrélation pression plateau-nombre de Mach, d'après Zukoski [7].	14

Table des figures

I.13	Schéma de l'interaction entre un écoulement supersonique et un jet issu d'une fente, d'après Spaid et Zukoski [8]	15
I.14	Schéma de la modélisation de l'interaction entre un écoulement supersonique et un jet issu d'une fente, d'après Spaid [9]	16
I.15	Schéma explicatif de la vectorisation contre-courant, d'après Hunter et Deere [10]	18
I.16	Résultats d'un calcul numérique RANS 2D de la vectorisation d'un jet par déformation de ligne sonique, d'après Miller <i>et al.</i> [11]	19
I.17	Schéma de principe d'une tuyère à double col, d'après Deere <i>et al.</i> [12]	20
I.18	Schéma de principe de la vectorisation par injection dans le divergent, d'après Waithe et Deere [13]	20
I.19	Schéma de principe de la vectorisation en tuyère asymétrique, d'après Mangin [14]	21
I.20	Schéma de principe de la vectorisation par injection sur divergent supplémentaire, d'après Collin <i>et al.</i> [15]	22
II.1	Schéma de principe de la soufflerie S150HP.	26
II.2	Vue schématique de la buse rectangulaire munie de son actionneur. Détail en coupe du divergent, de la fente de soufflage et de son système d'alimentation.	27
II.3	Schéma descriptif du montage pneumatique utilisé pour l'ensemencement de l'actionneur.	30
II.4	Photographie et schéma du montage PIV.	31
II.5	Exemple de correction des vecteurs (u, v) par méthode de gappy POD sur une partie du champ PIV. Les coordonnées sont exprimées dans le repère de la soufflerie.	32
II.6	Convergence statistique des données PIV.	33
II.7	Photographie du montage LDV.	34
II.8	Ondelette de Morlet, — partie réelle, \cdots partie imaginaire, $- \cdot -$ enveloppe.	39
II.9	Structure de l'algorithme de reconstruction sur la grille dyadique. Chaque case représente un coefficient \tilde{u}_{jk} . Les points noirs \bullet représentent les échantillons initialement disponibles.	41
II.10	Haut : reconstruction du signal de fil chaud sous-échantillonné grâce à l'ondelette de Morlet. \cdots signal originel, \bullet échantillons sélectionnés, — signal reconstruit. Bas : spectres correspondants.	43
II.11	Ondelette de Paul ordre 4, — partie réelle, \cdots partie imaginaire	44

II.12	Haut : Reconstruction du signal de fil chaud sous-échantillonné grâce à l'ondelette de Paul. \cdots signal originel, \bullet échantillons sélectionnés, $—$ signal reconstruit. Bas : spectres correspondants	44
II.13	Histogramme des intervalles de temps entre deux échantillons consécutifs. . .	45
II.14	Haut : reconstruction du signal LDV. \bullet échantillons reliés par des pointillés, $—$ signal reconstruit. Bas : spectres correspondants. Support d'ondelette initial.	46
II.15	Exemple de reconstruction. \bullet échantillons disponibles, $— — —$ reconstruction. Les deux autres courbes représentent l'ondelette de Paul à l'échelle calculée. .	47
II.16	Haut : reconstruction du signal LDV, \bullet échantillons reliés par des pointillés, $—$ signal reconstruit. Bas : spectres correspondants. Support d'ondelette réduit.	47
III.1	Structure du décollement piloté pour différents cas de contrôle.	51
III.2	Décollement aux faibles taux d'injection	52
III.3	Décollement aux forts taux d'injection	52
III.4	Régime d'adaptation du jet naturel. Isocontours du nombre de Mach (Méthodes des caractéristiques)	53
III.5	Strioscopie moyenne (a) et instantanée (b) du jet naturel, vue du grand côté .	54
III.6	Comparaison des strioscopies instantanée et moyenne pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$. .	56
III.7	Structure du jet vectorisé pour les différents cas de contrôle.	57
III.8	Profil de vitesse moyenne longitudinale au centre du jet non vectorisé superposé à une strioscopie moyenne.	58
III.9	Champs de vitesse longitudinale adimensionnée u^* dans le plan $z = 0$	60
III.10	Champs de vitesse verticale adimensionnée v^* dans le plan $z = 0$	61
III.11	Comparaison des grandeurs moyennes et turbulentes entre la présente étude et l'étude de Bellaud [16], en configuration non manipulée.	64
III.12	Comparaison des grandeurs moyennes et turbulentes entre les couches de mélange non manipulée et manipulées.	65
III.13	Illustrations de la zone de mesure investiguée	66
III.14	Champs de vitesse de moyenne adimensionnée $(u - u_2)/\Delta U$ dans le sillage de l'actionneur.	68
III.15	Champs de taux de turbulence longitudinal adimensionné $\sqrt{u'u'}/\Delta U^2$ dans le sillage de l'actionneur.	68
III.16	Champs de taux de turbulence vertical adimensionné $\sqrt{v'v'}/\Delta U^2$ dans le sillage de l'actionneur.	68

Table des figures

III.17	Champs de taux de cisaillement turbulent adimensionné $\sqrt{-\overline{u'v'}}/\Delta U^2 \times 10^2$ dans le sillage de l'actionneur.	69
III.18	Exemple de reconstruction d'un signal de vitesse LDV par interpolation par ondelettes	70
III.19	Comparaison de spectres des signaux de vitesse en $z/h = 0$	71
IV.1	Estimation du paramètre de vectorisation en fonction des bornes d'intégration.	80
IV.2	Paramètre de vectorisation $\tilde{\beta}$ en fonction du taux de prélèvement.	81
IV.3	Paramètre d'efficacité $\tilde{\eta}$ en fonction du taux prélèvement.	82
IV.4	Flux de quantité de mouvement $\tilde{\kappa}$ en fonction du taux prélèvement.	82
IV.5	Strioscopie numérique de la région d'interaction entre le jet secondaire et l'écoulement principal, dans le plan milieu de la tuyère.	84
IV.6	Pression sur la paroi de l'actionneur et valeurs de pressions plateaux prédites par les critères empiriques de Zukoski et Schmucker	85
IV.7	Différence de pression sur les parois hautes basses de la tuyère au centre du jet. (Résultats RANS)	86
IV.8	Interaction entre l'écoulement principal et le jet secondaire à $q_{inj}/Q = 0.78\%$. (Résultats RANS)	87
IV.9	Pression sur les parois basses pour différentes stations transverses. (Résultats RANS)	88
IV.10	Schéma explicatif de la modélisation envisagée.	89
IV.11	Angle de vectorisation dans le plan NPR- M_j . • point de fonctionnement de la présente expérience. — Régimes de fonctionnement dit "adaptés"	90
IV.12	Différence de pression entre les parois hautes (détente) et basses (Schmucker) en fonction du nombre de Mach	90
IV.13	Angle de vectorisation dans le plan M_j - θ . • point de fonctionnement de la présente expérience. — Contour $\beta = 0.9 \times \beta_{max}$	91
IV.14	Angle de vectorisation dans le plan M_J -NPR à gauche, M_J - θ à droite.	92
V.1	Strioscopies instantanées du jet naturel vues par le petit côté. Les deux images sont indépendantes.	96
V.2	Strioscopie instantanée du jet naturel vue par le petit côté, en proche sortie de buse.	96
V.3	Répartition et numérotation des capteurs de pression en paroi de la veine d'essai.	97
V.4	Densité spectrale de puissance des signaux de pression du capteur 1.	98

V.5	Bicohérence du signal du capteur 1.	99
V.6	Interspectre, phase et cohérence (de haut en bas) entre les deux capteurs opposés (1 et 3).	101
V.7	Densité spectrale de puissance du signal de pression du capteur 2.	102
V.8	Interspectre, cohérence et phase entre deux capteurs opposés (2 et 4).	103
V.9	Interspectre, cohérence et phase entre deux capteurs contigus (1 et 4).	104
V.10	Domaine d'étude des strioscopies.	108
V.11	Corrections des 5 premières images.	109
V.12	Comparaison d'une image originelle et corrigée.	109
V.13	Chronogramme de l'aquisition d'une paire d'image strioscopique.	110
V.14	Couple de visualisations instantannées à $\Delta t = 30\mu s$	111
V.15	(a) spectre des valeurs propres, (b) énergie cumulée dans les n premiers modes.	111
V.16	Comparaison d'une image fluctuante originale et d'une caricature à 5 modes. (a) image originale (b) Reconstruction POD correspondante.	112
V.17	Diagramme de phase ($a^{(1)}$ - $a^{(2)}$), les vecteurs sont formés à partir des dérivées temporelles ($\dot{a}^{(1)}$, $\dot{a}^{(2)}$)	112
V.18	(a) Mode spatial 1, (b) mode spatial 2	113
V.19	Diagrammes de phase des modes 3, 4 et 5. Les carrés blancs et noirs représentent les images à t et $t + \Delta t$ respectivement.	114
V.20	Modes spatiaux 3,4 et 5	114
V.21	Diagrammes de phase des différentes combinaisons de modes. Les carrés blancs et noirs représentent les images à t et $t + \Delta t$ respectivement.	115
V.22	Diagrammes de phase des modes 1, 2, 3-4 et 5.	115
V.23	Evolution de la phase entre les modes 4 et 5 et les modes 1 et 2.	116
V.24	Evolution des modes 1,2, 3-4 et 5 an fonction de $atan(a^{(2)}/a^{(1)})$	116
V.25	Correlations $\langle a^{(i)}\dot{a}^{(j)} \rangle$ pour les premiers modes.	117
V.26	Obtention de la fréquence caractéristique d'évolution des modes 1 et 2.	118
V.27	Densité spectrale de puissance du signal de vitesse au coeur de la couche de mélange.	118
V.28	Diagrammes de phase des modes 1, 2, 3-4 et 5.	119
V.29	Comparaison des produits scalaires $(\Phi_{,x}^{(n)}, \Phi^{(p)})_{\Omega}$ et des corrélations pondérées $\langle a^{(n)}\dot{a}^{(p)} \rangle / \lambda^{(n)}$ pour les 20 premiers modes POD.	123
V.30	Détermination de la vitesse de convection des 4 premiers modes.	123
V.31	Trace du plan PIV choisi sur la strioscopie.	124

Table des figures

V.32	Champ de vitesse moyenne adimensionnée des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée.	125
V.33	Champ de fluctuations adimensionnées des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée.	125
V.34	Spectres des valeurs propres de l'analyse POD des champs de vitesse.	126
V.35	Energie cumulée des n premiers modes POD.	127
V.36	Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(1)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(2)}(\mathbf{x})$	128
V.37	Schéma explicatif de l'interprétation des modes POD spatiaux.	128
V.38	Fluctuations de la composante longitudinale des modes 1 et 2 en fonction de x/h	129
V.39	Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(4)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(5)}(\mathbf{x})$	130
V.40	Diagrammes de phase des coefficients temporels des premiers modes POD. . .	130
V.41	Phase entre les coefficients $a^{(4)}$ et $a^{(5)}$ en fonction de la phase entre les coefficients $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$. On superpose à ces points les droites de pente égale à 2.	131
V.42	Représentation de la valeur absolue des produits scalaires $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}\right)_{\Omega}$ pour les premiers modes.	132
V.43	Diagrammes de phase des coefficients temporels des premiers modes POD auxquels est superposé le modèle dynamique linéaire.	133
V.44	Comparaison de la dynamique des premiers modes POD issus des mesures PIV et des striescopes	134
V.45	Accordance topologique des modes POD des mesures PIV et des striescopes .	134
V.46	Reconstructions à 4 modes des champs de vitesse et des striescopes. Les clichés sont pris à $\text{atan}(a^{(2)}/a^{(1)}) = [-\pi, \pi/2, 0, \pi/2]$, de haut en bas et de droite à gauche respectivement. Les vecteurs sont colorés par l'amplitude de la fluctuation longitudinale.	136
VI.1	Assemblages de striescopes instantanées pour le jet naturel et vectorisé. Haut : jet naturel, milieu : $q_{inj}/Q = 0.78\%$, bas : $q_{inj}/Q = 1.62\%$	140
VI.2	Spectres des capteurs de pression 1, en haut ; phase entre les capteurs opposés 1 et 3, au milieu et cohérence, en bas. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$	142
VI.3	Spectres des capteurs de pression 2 et 4, en haut ; et phase entre les capteurs opposés 2 et 4, au milieu et cohérence, en bas. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$	143

VI.4	Cohérence et phase entre les capteurs 1 et 2 à gauche et les capteurs 1 et 4 à droite pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$	144
VI.5	Cohérence et phase entre les capteurs 1 et 2 à gauche et les capteurs 1 et 4 à droite pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$	145
VI.6	Spectres des valeurs propres et énergie cumulée croissante des modes POD pour les cas vectorisés.	147
VI.7	Comparaisons d'une strioscopie originale et d'une caricature à cinq modes POD, pour les cas vectorisés.	148
VI.8	Présentation des deux premiers modes spatiaux POD.	149
VI.9	De gauche à droite : modes spatiaux $\Phi^3(\mathbf{x})$, $\Phi^4(\mathbf{x})$ et $\Phi^5(\mathbf{x})$, pour les deux cas vectorisés.	150
VI.10	Diagrammes de phase des deux premiers modes $(a^{(1)}, a^{(2)})$, pour les deux jets vectorisés	150
VI.11	Diagrammes de phase des modes $a^{(3)}, a^{(4)}$ et $a^{(5)}$, pour les deux jets vectorisés.	152
VI.12	Diagrammes de phase des deux premiers modes $(a^{(1)}, a^{(2)})$, pour les deux jets vectorisés	153
VI.13	Verrouillage de phase des systèmes dynamiques : jet naturel à gauche, $q_{inj}/Q = 0.78\%$ au milieu, $q_{inj}/Q = 1.62\%$ à droite.	153
VI.14	Champs de vitesse moyenne adimensionnée des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$, à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$	154
VI.15	Champs des grandeurs fluctuantes.	155
VI.16	Spectres des valeurs propres POD pour les deux configurations manipulées.	155
VI.17	Energie cumulée des n premiers modes POD, pour les deux jets vectorisés.	156
VI.18	Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(1)}(\mathbf{x})$ (à gauche) et $\Phi^{(2)}(\mathbf{x})$ (à droite) pour les cas vectorisés. Les vecteurs sont colorés par leur norme.	157
VI.19	Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(3)}(\mathbf{x})$ (à gauche) et $\Phi^{(4)}(\mathbf{x})$ (à droite) pour les cas vectorisés. Les vecteurs sont colorés par leur norme.	157
VI.20	Diagrammes de phase des 4 premiers modes pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$	158
VI.21	Diagrammes de phase des 4 premiers modes pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$	158
VI.22	Phase entre les modes appairés $a^{(3)}, a^{(4)}$, en fonction de la phase entre les deux premiers modes. On superpose à ces points les droites de pente égale à 2.	159
VI.23	Verrouillage de phase des systèmes dynamiques issus des analyses POD des strioscopies.	160

Table des figures

VI.24 Verrouillage de phase des systèmes dynamiques issus des analyses POD des champs PIV.	160
VI.25 Comparaison des diagrammes de phase des champs PIV et du modèle pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ en haut et $q_{inj}/Q = 1.62\%$ en bas. Le point rouge correspond à la condition initiale.	162
VI.26 Comparaison des diagrammes de phase des strioscopies et du modèle pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ en haut et $q_{inj}/Q = 1.62\%$ en bas. Le point rouge correspond à la condition initiale.	162
VI.27 Comparaison de l'organisation spatiale des modes POD des mesures PIV et des strioscopies. Les profils de niveau de gris sont tirés d'une bande de 4 pixels encadrant le plan PIV.	163
VI.28 Simulation du modèle dynamique pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$. Les champs de vitesse sont reconstruits avec les 4 premiers modes POD auxquels on a ajouté 20 % de la composante moyenne de vitesse.	165
VI.29 Comparaison de l'organisation spatiale des modes POD des mesures PIV et des strioscopies. Les profils de niveau de gris sont tirés des 4 pixels de part et d'autre de l'intersection avec le plan PIV.	166
VI.30 Simulation du modèle dynamique pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. Les champ de vitesse est reconstruit avec les 4 premiers modes POD auxquels on a ajouté 20 % de la composante moyenne de vitesse.	167
A1.1 Estimation de l'erreur commise par biais de vitesse sur un profil de vitesse. . .	174
A1.2 Convergence statistique des grandeurs moyennes et turbulentes dans le plan de symétrie du jet ($z = 0$).	175
A1.3 Convergence statistique des grandeurs moyennes et turbulentes au sein de la couche de mélange latérale ($z/h = 0.5$).	175
A1.4 Profils de vitesse moyennes et de tensions de Reynolds en fonction de la pression génératrice de la soufflerie.	176
A1.5 Profils de vitesse moyennes et de tensions de Reynolds en fonction de la pression génératrice du jet secondaire.	178
A2.1 Représentation du domaine de calcul	180
A2.2 Profils de vitesse dans le plan de symétrie du jet $z/h = 0$ pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$. ○ PIV, — Calculs numériques.	182
A2.3 Comparaison des spectres pariétaux numérique et expérimental pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$	183

Liste des tableaux

- III.1 Epaisseurs caractéristiques des couches de mélange en $x/h = 1$ et $z/h = 0$. . . 63
- IV.1 Calculs de l'angle de vectorisation en fonction des variables disponibles et leurs localisations au sein du jet. 78
- V.1 Tableau des valeurs moyennes et écart-type des 2 premiers coefficients temporels. 116

Liste des tableaux

Introduction Générale

De nombreuses études sont suscitées par la thématique de contrôle d'écoulements, et de nombreux domaines d'études sont impliqués. Ces études peuvent être motivées par la nécessité de repousser les performances de dispositifs actuels, ou bien encore par la nécessité de réduire le bruit au décollage des avions. Dans cet objectif, diverses stratégies de contrôle sont développées en fonction du but recherché, et le contrôle par moyens fluidiques semble trouver un intérêt croissant auprès des industriels. Ces stratégies consistent à manipuler l'écoulement au travers d'un apport judicieux d'énergie, permettant d'exploiter au mieux ses caractéristiques physiques. Dès lors, une très bonne connaissance des propriétés de l'écoulement à manipuler est nécessaire.

La présente étude s'inscrit dans une problématique de contrôle aérodynamique de la poussée d'un jet. Les tuyères à poussée vectorielle équipent depuis de nombreuses années déjà certains avions militaires de combat. L'intérêt de ce type d'équipement est d'augmenter considérablement la maniabilité de l'appareil, lui permettant d'effectuer des manoeuvres de plus en plus précises et rapides. Cette technologie peut également s'avérer intéressante pour l'aviation civile afin de réduire les temps de montée au décollage, ou encore pour altérer la directivité azimuthale des émissions sonores. Seulement, les tuyères à poussée vectorielle actuelles sont principalement mues par moyens mécaniques, augmentant de fait la masse de l'appareil. De plus, ce type d'actionneurs nécessite un apport conséquent d'énergie pour son fonctionnement. C'est pourquoi, la vectorisation par moyens fluidiques semble toute indiquée car l'énergie pneumatique est déjà disponible sur l'avion et les modifications à apporter sur la tuyère minimales.

Le but recherché, en terme de vectorisation de poussée, est alors la dissymétrie de répartition de pression sur les parois de la tuyère. Les actionneurs fluides à disposition sont toutefois

Introduction

limités, ils consistent en général en l'injection d'un fluide secondaire au travers d'une ouverture placée en paroi. Si le choix dans le type d'actionneur est limité, c'est la nature même de l'écoulement à manipuler qui contraint alors la conception du dispositif. Des considérations doivent être faites afin de permettre un choix judicieux quant aux paramètres géométriques de l'actionneur ou bien sa localisation au sein de l'écoulement à manipuler.

L'objectif de ce travail de recherche est l'étude d'un dispositif pneumatique permettant la déviation de la poussée d'un jet supersonique. On s'intéresse en particulier à la vectorisation en lacet d'une tuyère rectangulaire, et de fait l'action de contrôle s'effectue alors sur les petits côtés du jet.

Le chapitre I fait l'objet du rappel des notions essentielles relevées dans la bibliographie en rapport avec notre étude.

Au chapitre II, nous présentons le dispositif expérimental. Les moyens de mesures y sont présentés ainsi que les techniques de dépouillement associées.

Le chapitre III est consacré à la description topologique des écoulements. Nous mettrons en évidence l'impact de l'actionneur utilisé sur l'écoulement non vectorisé, et nous nous intéresserons aux effets de la vectorisation sur la structure de l'écoulement.

Les performances en vectorisation de poussée du système sont discutées dans le chapitre IV.

Au chapitre V, nous nous intéresserons à l'organisation spatio-temporelle du jet à grande échelle. Une forte dynamique de battement du jet est observée et étudiée.

Enfin, nous consacrerons le chapitre VI à l'étude de l'impact de la vectorisation du jet sur son organisation spatio-temporelle.

Chapitre I

Chapitre 1 : Revue bibliographique

L'objectif de ce chapitre est de présenter les notions en rapport direct avec notre étude. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux caractéristiques des couches de mélange et des jets. Une attention particulière sera apportée aux jets rectangulaires supersoniques. Nous nous intéresserons également au contrôle fluide du décollement de couches limites en régime supersonique qui permet, entre autres, de dévier la poussée des jets propulsifs.

1 Couches de mélange et jets rectangulaires

1.1 Couches de mélange planes

1.1.1 Définitions

On caractérise en partie les écoulements cisailés libres, comme les jets ou les couches de mélange, par leurs épaisseurs. Différentes épaisseurs peuvent être définies pour les couches de mélange :

Épaisseur " δ_{10} "

Cette épaisseur est obtenue par l'intermédiaire du profil de vitesse et est définie par : $\delta_{10} = y_{0.9} - y_{0.1}$, où $y_{0.9}$ représente l'ordonnée à laquelle la vitesse de l'écoulement vaut $U_{0.9} = U_1 + 0.9(U_1 - U_2)$ et $y_{0.1}$ l'ordonnée à laquelle la vitesse de l'écoulement vaut $U_{0.1} = U_1 + 0.1(U_1 - U_2)$ respectivement. L'indice 2 se référant à l'écoulement basse vitesse et l'indice 1 à l'écoulement haute vitesse.

Épaisseur de vortacité " δ_ω "

L'épaisseur de vortacité renseigne sur la forme du profil de vitesse dans la couche de cisaillement. Elle est représentative de la taille des structures de la couche de mélange. Une

représentation de cette épaisseur est donnée sur la figure I.1. Elle est définie par :

$$\delta_\omega = \frac{U_2 - U_1}{\left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{max}}$$

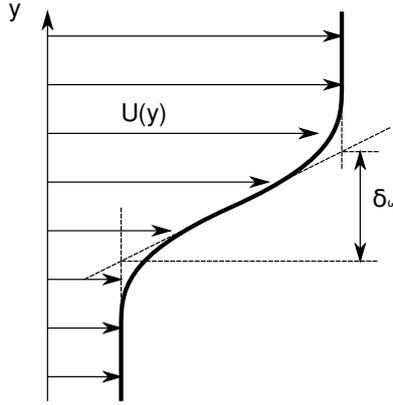


Figure I.1 – Représentation schématique de l'interprétation de δ_ω .

Taux d'évasement

Le taux d'évasement est défini $\delta' = \partial\delta/\partial x$ où δ représente une épaisseur et x la coordonnée longitudinale. Brown et Roshko [1] étudient l'influence du rapport de vitesse $r = U_2/U_1$ et du rapport de densité $s = \rho_2/\rho_1$ sur le taux d'évasement des couches de mélange. D'une manière générale, δ'_ω augmente si r diminue, et croît avec s . Dimotakis [17] propose une relation empirique permettant d'évaluer le taux d'évasement d'une couche de mélange incompressible :

$$\delta' = C_\delta \frac{(1-r)(1+\sqrt{s})}{2(1+r\sqrt{s})} \left[1 - \left(\frac{1-\sqrt{s}}{1+\sqrt{s}} \right) \left(\frac{1}{1+2.9(1+r)/(1-r)} \right) \right]$$

où C_δ est une constante dépendant de l'épaisseur de couche de mélange considérée. Pour l'épaisseur de vorticité, elle est proche de 0.0181.

1.1.2 Structure de la couche de mélange

Aux faibles nombres de Reynolds ($Re = \frac{(U_1-U_2)\delta_\omega}{\nu}$), Winant et Brownand [18] remarquent que les couches de mélange sont majoritairement constituées de grosses structures tourbillonnaires transversales. Ces structures sont appelées tourbillons de Kelvin-Helmoltz. Le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticité δ_ω et la vitesse de convection U_c de ces structures $St_{KH} = (f\delta_\omega)/U_c$, possède une valeur proche de 0.2. Cette valeur est indépendante du nombre

de Reynolds. Selon Winant et Brown [18], Brown et Roshko [1] et Dimotakis et Brown [19], c'est l'appariement de ces grosses structures tourbillonnaires qui est responsable de l'évasement de la couche mélange. Ce processus générant alors à la fois un ensemble de plus grande taille et de plus petites structures.

1.1.3 Effets de compressibilité

L'augmentation du nombre de Mach, pour des rapports de masse volumique et de vitesse équivalents, tend à diminuer le taux d'évasement des couches de mélange [1]. Dans l'objectif de quantifier les effets de compressibilité, Papamoschou et Roshko [20] introduisent le nombre de Mach convectif M_c . On définit ce nombre en se plaçant dans le repère lié aux structures de Kelvin-Helmoltz (voir figure I.2), l'égalité des pressions d'arrêt au point selle permet d'écrire :

$$\left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_{c_1}^2\right)^{\frac{-\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} = \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} M_{c_2}^2\right)^{\frac{-\gamma_2}{\gamma_2 - 1}},$$

avec $M_{c_1} = \frac{U_1 - U_c}{a_1}$ et $M_{c_2} = \frac{U_2 - U_c}{a_1}$. U_c représente la vitesse de convection des structures, a_1 et a_2 la vitesse du son dans les milieux 1 et 2 respectivement. En supposant la compression au point selle isentropique et si les deux gaz sont de même nature ($\gamma_1 = \gamma_2$) alors $M_{c_1} = M_{c_2}$ et le nombre de Mach convectif s'écrit alors :

$$M_c = \frac{U_2 - U_1}{a_1 + a_2},$$

la vitesse de convection des structures est alors donnée par :

$$U_c = \frac{a_1 U_2 + a_2 U_1}{a_1 + a_2}.$$

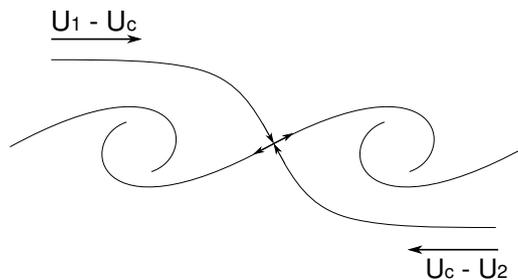


Figure I.2 – Schématisation des structures de Kelvin-Helmoltz dans une couche de mélange, d'après Brown et Roshko [1].

En normalisant le taux d'évasement des couches de mélange compressibles par sa valeur en incompressible (pour les mêmes rapports de vitesse et de masse volumique), Papamoschou et Roshko [20] montrent que ce taux d'évasement normalisé évolue en fonction du nombre de Mach convectif (voir figure I.3). Ainsi, le taux d'évasement semble ne subir des effets de compressibilité qu'à partir de $M_c = 0.3$, et pour les nombres de Mach convectifs supérieurs le taux d'évasement normalisé tend vers une asymptote à environ 0.2. Ce comportement est illustré sur la figure I.3.

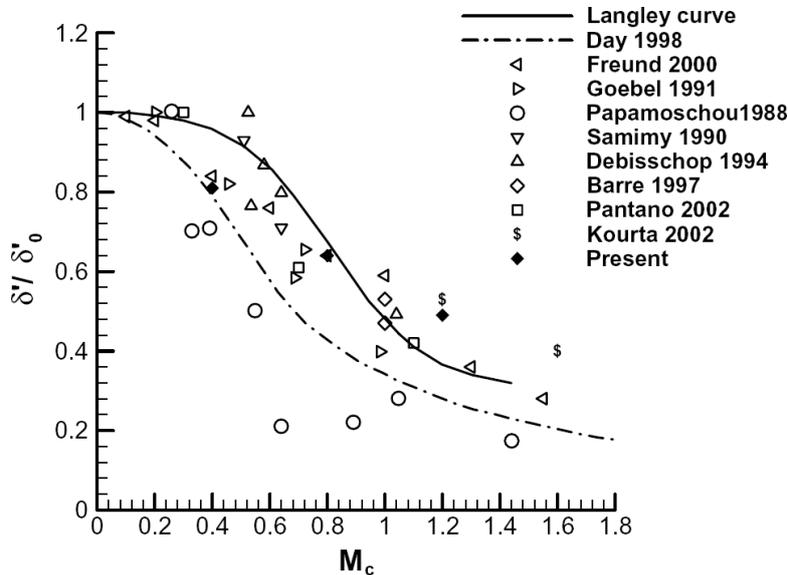


Figure I.3 – Evolution du taux d'évasement normalisé en fonction du nombre de Mach convectif, d'après Song et Qibing [2]

Les effets de compressibilité agissent également sur la structuration des couches de mélange. Clemens et Mungal [21, 22] présentent des visualisations pour des couches de mélange aux nombres de Mach convectifs compris entre 0.28 et 0.79. Ils observent alors que pour les faibles nombres de Mach convectifs, l'organisation des couches de mélange est dominée par des structures transversales d'aspect identique à celles que l'on rencontre en régime subsonique. En revanche, pour des nombres de Mach convectifs supérieurs à $M_c = 0.62$, il semble que les couches de mélanges prennent un aspect plus tri-dimensionnel. Clemens et Mungal [21, 22] montrent que cette déstructuration n'est pas un effet du nombre de Reynolds, la couche de mélange perd alors son organisation par effet de compressibilité.

1.2 Les jets rectangulaires supersoniques

Le développement et la dynamique des jets rectangulaires supersoniques ne peuvent, en règle générale, être différenciés du phénomène de bruit de raie (ou "screech" en terminologie anglophone). Ce phénomène, rapporté pour la première fois par Powell [23] dans le début des années 1950, se caractérise par une émission sonore tonale de forte intensité accompagnée d'une instabilité de jet à grande échelle pilotée par l'acoustique. Nous nous intéresserons dans un premier temps au développement du jet, puis une attention particulière sera apportée au mécanisme de screech.

Champ moyen de vitesse et permutation des axes

La structure de l'écoulement d'un jet rectangulaire non adapté est caractérisée par la présence d'une succession d'ondes de détente et de chocs de compression. Le champ de vitesse moyenne obtenu par Alkislar *et al.* dans un jet sous-détendu à un nombre de Mach $M=1.44$ est présenté figure I.4. On observe que les frontières du jet sont modulées et subissent des phases de croissance et décroissance au rythme des détentes et compression de l'écoulement. Le fluide subit une succession d'accélération et de ralentissement jusqu'à ce que l'écoulement redevienne subsonique.

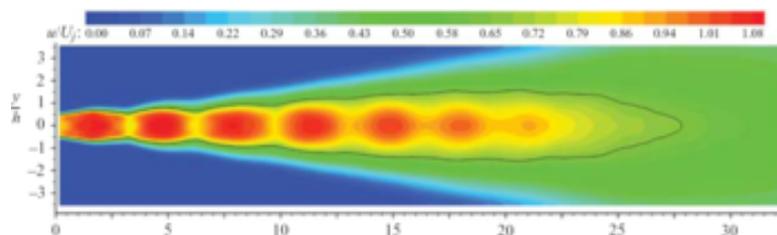


Figure I.4 – Champ moyen de vitesse longitudinale dans le plan milieu du grand côté pour un jet rectangulaire sous-détendu. D'après Alkislar *et al.* [3]

Le développement axial des jets rectangulaires se caractérise également par une permutation des axes ("axis switching" en terminologie anglophone). En effet, l'étude des taux d'élargissement du jet selon ses axes principaux montre que le jet croît plus vite selon le petit axe que le grand.

Le développement axial des jets rectangulaires subsoniques ne montre pas de changement d'axe. A partir d'une certaine distance de la buse, dépendante du facteur de forme et des conditions initiales du jet (Krothapalli *et al.* [24]), l'écoulement reprend alors une forme circulaire. Cependant, Zaman [25] montre que le phénomène de changement d'axe peut s'observer sur un jet rectangulaire subsonique si celui-ci est périodiquement forcé, ou si de la vorticité longitudinale

est introduite dans les couches de mélange par l'intermédiaire de protubérances sur la buse ("tabs"). Zaman en conclut que le changement d'axe du jet est lié à la formation de structures tourbillonnaires longitudinales appelées "ribs" qui augmentent le mélange entre le jet et l'écoulement ambiant dans une direction privilégiée.

En considérant le screech comme un forçage périodique (on verra peu après que cette hypothèse est tout à fait convaincante), Zaman propose alors que le changement d'axe observé pour les jets rectangulaires supersoniques non adaptés doit son origine, comme en régime subsonique, à la création de vorticité longitudinale. Alkislar *et al.* observent ce type de structures dans un jet rectangulaire sous-détendu soumis au screech. Le changement d'axe de leur jet est présenté sur la figure I.5. On note également, qu'ils ne remarquent pas de changement d'axe lorsque le jet est adapté. Par ailleurs, étant adapté, le jet n'émet plus de screech et il n'y a donc plus de forçage périodique.

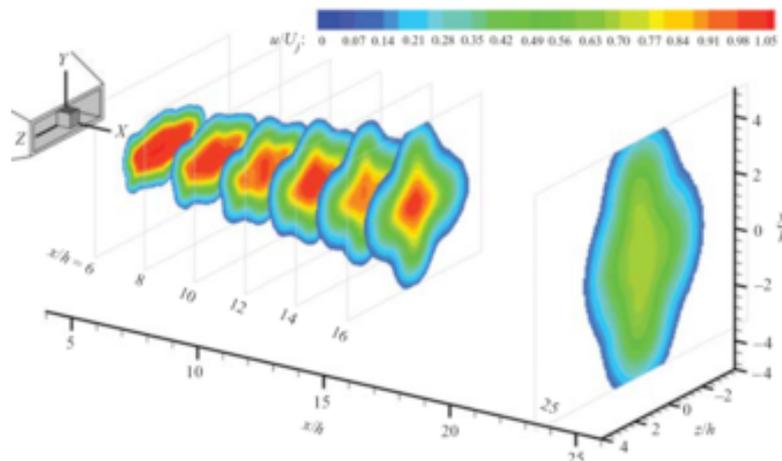


Figure I.5 – Champ moyen de vitesse longitudinale dans différentes sections présentant la permutation des axes, d'après Alkislar *et al.* [3]

Description du mécanisme de screech

Powell [23, 26] décrit le phénomène de screech par l'existence d'une boucle de rétroaction impliquant trois éléments essentiels : les cellules de chocs, la couche de mélange et le champ proche acoustique. Selon le modèle d'interaction structures turbulentes/cellules de choc de Yu et Seiner [27], les instabilités présentes dans la couche de mélange sont convectées et croissent en interaction avec le réseau d'ondes de choc présent au sein du jet. Lorsque ces instabilités ont atteint une énergie suffisante, leur interaction avec les ondes de choc produisent un rayonnement sonore qui se propage vers l'amont et impacte la lèvre de la tuyère. La couche de mélange est alors perturbée donnant naissance à une nouvelle instabilité et fermant la boucle de rétroaction.

Un exemple de jet rectangulaire soumis au screech est donné figure I.6 d'après Alkisslar et al. [3], où la forte acoustique est clairement visible. On observe également sur cette figure que le développement du jet se caractérise par un battement latéral d'importance.

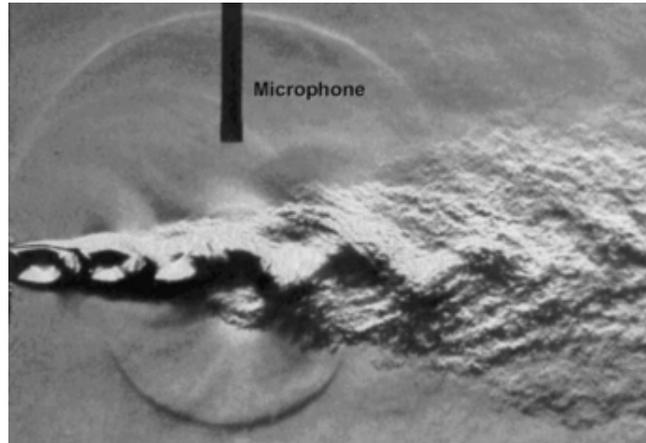


Figure I.6 – Strioscopie instantanée d'un jet rectangulaire sous-détendu (d'après Alkisslar et al.[3])

Une revue de différentes investigations de ce phénomène de screech peut être trouvée dans Raman [28].

Prédiction de la fréquence de screech

Tam *et al.* [29] suggèrent que le maillon faible de la boucle de rétroaction se situe au niveau de la lèvre de la tuyère. C'est le point commun entre la partie externe (l'acoustique) et la partie interne (l'instabilité se propageant dans la couche de mélange) de la boucle. Selon eux, si l'excitation de l'onde d'instabilité du jet est maintenue grâce à l'acoustique générée par interaction de cette même onde et les ondes de choc du jet, alors le screech peut être perçu comme le cas particulier du bruit de choc se propageant vers l'amont. Ils obtiennent alors la formule suivante pour la fréquence fondamentale de screech :

$$f_s = \frac{U_c}{L_s(1 + U_c/a_\infty)},$$

où L_s est la longueur des cellules de choc, U_c la vitesse de convection des perturbations et a_∞ la vitesse du son du milieu ambiant.

En modélisant les couches de mélanges par une couche de vorticité infiniment mince et en utilisant les équations d'Euler linéarisées, Tam [30] obtient une formule analytique permettant

d'estimer la longueur des cellules de choc L_s pour un jet rectangulaire :

$$L_s/h = 2(M_{fe}^2 - 1)^{1/2} \frac{M_d}{M_{fe}} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{fe}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_d^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \quad (\text{I.1})$$

où h représente la largeur de la buse, M_{fe} et M_d sont le nombre de Mach du jet entièrement détendu ("fully expanded Mach number") et le nombre de Mach de conception de la tuyère ("designed Mach number"). Le nombre de Mach du jet entièrement détendu traduit simplement le nombre de Mach auquel la tuyère devrait être conçue pour que le jet soit adapté. Dès lors, un très bon accord entre les résultats expérimentaux et le modèle de Tam est obtenu (voir figure I.7) pour la prédiction du nombre de Strouhal du screech $St_s = \frac{f_s h}{U_{fe}}$. Les lignes continue et discontinue sont obtenues en utilisant une vitesse de convection de $0.55U_{fe}$ et $0.7U_{fe}$ respectivement.

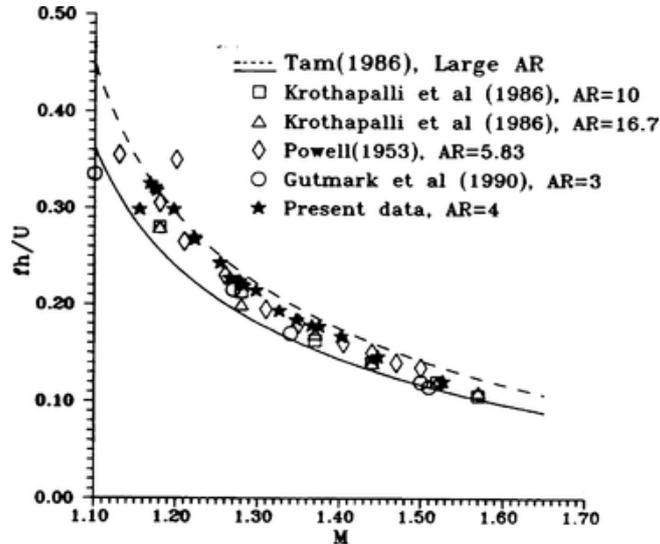


Figure I.7 – Comparaison du Strouhal du screech prédit par le modèle et des résultats expérimentaux (d'après Shih *et al* [4]).

L'obtention de cette vitesse de convection reste la difficulté majeure quant à l'utilisation de ce modèle. Elle est usuellement prise entre $0.5U_{fe}$ et $0.7U_{fe}$. Pour un jet rectangulaire, Krothapalli *et al.* [31] obtiennent $0.5U_{fe}$ grâce à des visualisations strioscopiques. Plus récemment, l'étude des variations de phase des fluctuations de vitesse de long de la ligne de demi-jet conduit Berland [32] au même résultat. Alkislar *et al.* montrent par l'étude de corrélations spatiales sur des champs de vitesse obtenus par PIV, que cette vitesse de convection dépend des conditions génératrices du jet. Ils obtiennent ainsi une vitesse de convection de $U_c = 0.5U_{fe}$ pour un jet a

$M_d = 1.44$ en régime sur-détendu et $U_c = 0.67U_{fe}$ en régime sous-détendu.

Répartition de phase

Le screech se caractérise d'une part par sa fréquence, mais également par sa répartition de phase au voisinage du jet. Dans le cas des jets rectangulaires, la fréquence dominante du phénomène ne présente pas de discontinuité quand le nombre de Mach d'adaptation du jet varie. Cependant, l'étude de la répartition de phase de part et d'autre du petit axe de la tuyère fait apparaître deux modes de fonctionnement. Pour les faibles nombres de Mach, typiquement $M_{fe} \leq 1.15$, la répartition de phase des fronts d'onde est symétrique [33], alors que pour des nombres de Mach équivalents supérieurs, ces fronts d'onde sont antisymétriques.

On relève également une répartition de phase caractéristique sur les harmoniques du bruit de raie. Ainsi, les résultats de Raman et Rice [34], Gutmark *et al.* [33], ainsi que ceux de Berland *et al.* [35] montrent également que si le mode de screech est antisymétrique, alors la première harmonique est symétrique et que la troisième est antisymétrique.

Géométries complexes

Afin d'investiguer le lien qu'il peut exister entre la géométrie du réseau de chocs du jet et le phénomène de screech, Raman [5] propose d'étudier des jets rectangulaires supersoniques de facteur de forme 5 : 1 possédant une buse droite, biseautée, ou bien en chevrons. Un exemple de strioscopie du jet s'évacuant de la buse en chevrons pour un régime sous-détendu est donné sur la figure I.8.

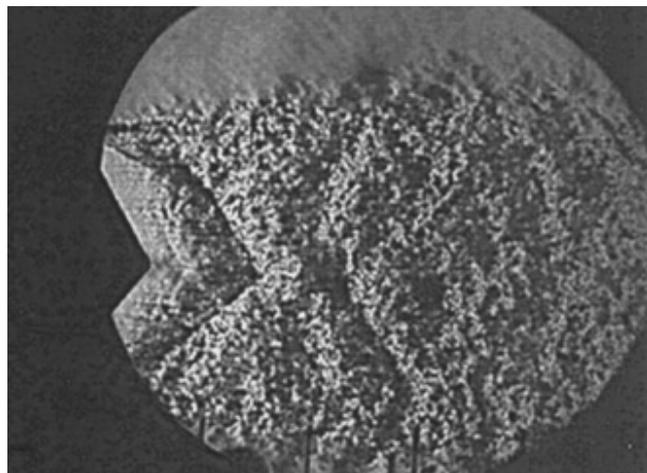


Figure I.8 – Exemple de strioscopie d'un jet rectangulaire à structure de choc oblique, en régime sous-détendu. Vue du grand côté, d'après Raman [5].

Raman effectue alors pour chacun des jets de mesures de pression de part et d'autre du petit côté de la buse mais également en envergure. Il observe dans un premier temps que les fréquences mises en jeu sont différentes selon la géométrie considérée, avec une nette augmentation de la fréquence fondamentale de screech pour les buses complexes. La figure I.9 présente la gamme de fréquences de screech obtenues pour deux géométries différentes.

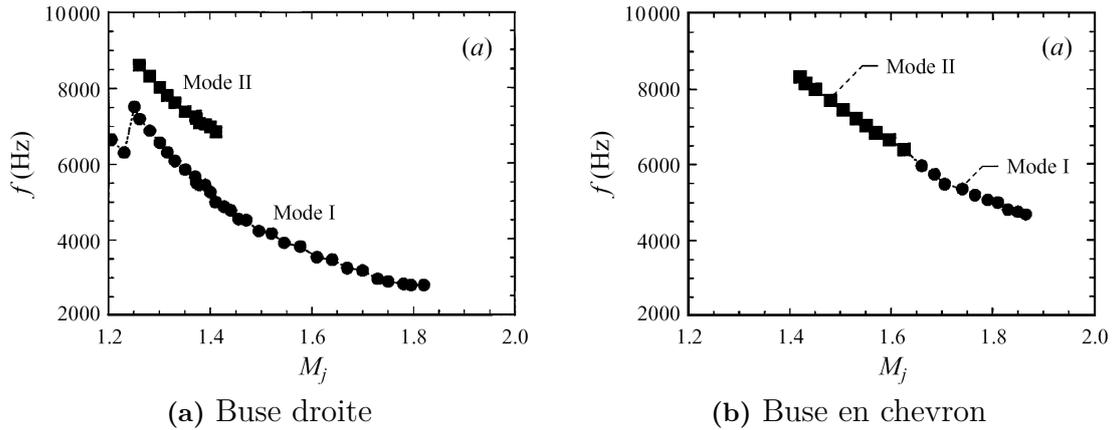


Figure I.9 – Evolution de la fréquence de screech en fonction de nombre de Mach d'adaptation pour deux géométries différentes, d'après Raman [5].

Les jets de l'étude de Raman possèdent tous un mode antisymétrique au regard du petit axe de la buse. En se référant à la répartition de phase de la pression le long du grand axe, Raman observe alors des modes symétriques et antisymétriques (Mode I et mode II respectivement, sur la figure I.9). On note alors que même un jet rectangulaire à section droite peut produire un mode anti-symétrique. Raman montre également que ces deux modes peuvent coexister, le jet produisant les deux fréquences de screech simultanément. Le lien entre fréquence de screech, nombre de Mach du jet et dimensions caractéristiques de la tuyère n'est plus aussi évident. Tam *et al.* [36] montrent qu'il est possible de prédire ces fréquences grâce à une modélisation sensiblement identique à la précédente. La différence majeure réside dans le fait que la longueur de cellules de choc qu'il faut retenir n'est plus donnée par les modes les plus faibles et que plusieurs modes peuvent intervenir en même temps. Il est alors nécessaire d'effectuer un choix dans les modes à retenir, cette modélisation est donc plus empirique que pour un jet rectangulaire classique.

Screech et instabilité

Tam *et al.* [6] réalisent une étude d'instabilité linéaire de jets supersoniques axisymétriques.

I.2 Contrôle fluïdique de l'orientation de poussée d'un jet

Cette étude leur permet d'observer le lien entre la fréquence de l'onde d'instabilité la plus amplifiée et celle du screech. Ils montrent alors qu'aux faibles nombres de Mach équivalents M_{fe} , l'onde d'instabilité la plus amplifiée est axisymétrique alors qu'elle est hélicoïdale aux nombres de Mach plus élevés. Ces résultats corroborent les observations expérimentales de Norum [37] et Seiner *et al.* [38]. Tam *et al.* obtiennent alors une explication en terme d'instabilité du changement de mode du screech.

Effets de confinement

Si un jet supersonique est placé dans une veine, il peut alors se produire une rétroaction entre les modes de résonance acoustique de la veine et le comportement oscillatoire du jet. La figure I.10 illustre cette interaction.

Dans le cas d'un jet confiné, si la fréquence de l'onde d'instabilité la plus amplifiée est proche de la fréquence de résonance de la veine alors le jet peut battre violemment. Tam *et al.* appellent ce type de rétroaction super-résonance. Ce phénomène a été observé notamment par Jones et Lazalier [39].

S'il s'agit également d'une résonance auto-entretenu, ce phénomène est toutefois différent du screech dans le sens où les fréquences en jeu sont imposées par les dimensions de la veine d'essais.

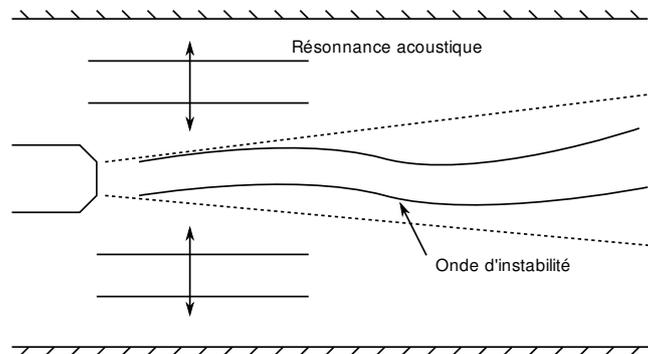


Figure I.10 – Schéma de la résonance acoustique entre les modes propres acoustiques d'une veine et un jet, d'après Tam *et al.* [6]

2 Contrôle fluïdique de l'orientation de poussée d'un jet

Nous souhaitons nous intéresser maintenant à la vectorisation fluïdique de poussée d'un jet. A ces fins, nous présenterons dans un premier temps l'injection secondaire dans un écoulement supersonique, qui représente l'actionneur le plus souvent utilisé pour vectoriser la poussée. Puis,

nous ferons une présentation des divers dispositifs de vectorisation de poussée rencontrés dans la littérature.

On distingue plusieurs types d'interactions d'un jet transverse dans un écoulement supersonique, notamment en fonction de la géométrie de l'injecteur.

Le décollement de la couche limite est un aspect important de l'injection transverse d'un jet dans un écoulement supersonique. Sterret et Holloway [40] indiquent que le décollement bidimensionnel d'une couche limite turbulente, produit par une injection secondaire normale à la paroi, possède les mêmes caractéristiques qu'un décollement au devant d'une marche montante si l'on ne tient pas compte des régions de l'écoulement proches de la marche ou du jet secondaire.

Ainsi, nous présenterons en premier lieu les caractéristiques des décollements au devant d'une marche montante, puis nous nous intéresserons plus en détail aux problématiques de l'injection secondaire.

2.1 Caractéristiques géométriques des décollements au devant de marches montantes

De nombreuses études ont été menées, à partir du milieu des années 50, afin de caractériser les décollements causés par des marches montantes en régime supersonique. Une revue de ces études est donnée par Zukoski [7]. Les caractéristiques générales de ce type d'écoulement sont présentées sur la figure I.11.

Au début du processus de décollement, la pression statique à la paroi augmente jusqu'à la pression de décollement en une distance d'environ deux fois l'épaisseur de la couche limite. Puis la pression continue à augmenter pour atteindre un premier maximum ou "pression plateau". Au plus près de la marche, une augmentation supplémentaire de pression se produit. L'abscisse de décollement X_s et l'abscisse à laquelle le plateau de pression est atteint X_p se situent aux environs de $4.2h$ et $2h$ respectivement.

Influence du nombre de Reynolds

Selon Zukoski [7], l'influence du nombre de Reynolds de l'écoulement amont sur le profil de pression pariétale est très forte.

Ainsi, pour des couches limites laminaires l'augmentation de pression liée au décollement de la couche limite est faible, et la pression plateau décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

I.2 Contrôle fluide de l'orientation de poussée d'un jet

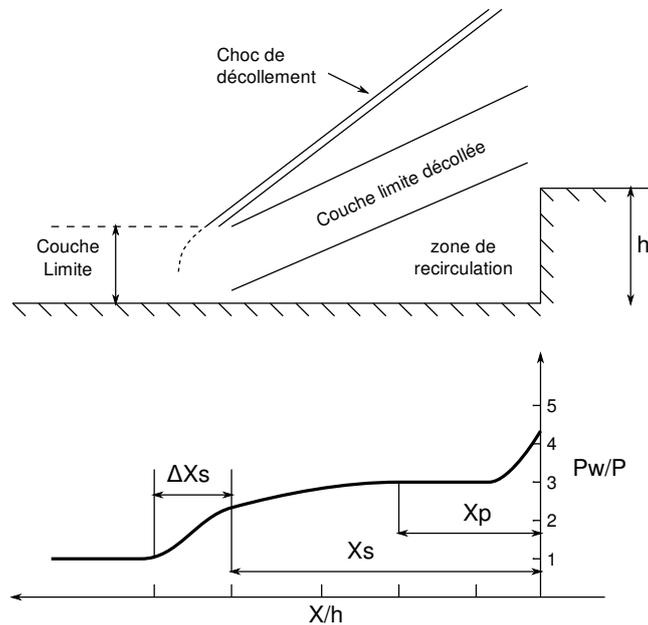


Figure I.11 – Écoulement et profil de pression pariétale issus d'un décollement de marche montante, d'après Zukoski [7].

Pour des couches limites transitionnelles, les gradients de pression pariétale sont plus forts que dans le cas laminaire et les pressions plateaux plus élevées. Une décroissance de cette valeur de pression plateau en fonction du nombre de Reynolds s'observe toujours.

Lorsque que la turbulence est bien développée, il apparaît que le décollement et la pression plateau deviennent indépendants du nombre de Reynolds.

Influence de la hauteur de l'obstacle

Dans le cas d'une couche limite turbulente, le profil de pression semble dépendre du ratio entre la hauteur d'obstacle et l'épaisseur de couche limite h/δ , tant que h est inférieure à l'épaisseur de couche limite δ . Cette dépendance ne s'observe plus dès que h devient supérieur à $1.2 \times \delta$. L'abscisse à laquelle la pression plateau est atteinte X_p/h ainsi que la pression de décollement P_s se révèlent être indépendants de la hauteur d'obstacle. Si $h/\delta > 1.2$, l'abscisse de décollement X_s augmente linéairement avec la hauteur d'obstacle et la pression plateau est indépendante de la hauteur d'obstacle.

Influence de nombre de Mach

Pour une série de nombre de Mach allant de 1.4 à un peu plus de 6, Zukoski [7] remarque que X_s/h et X_p/h sont très faiblement dépendants du nombre de Mach et valent à peu près 4.2 et 2 respectivement. Ainsi, X_s et X_p sont fixées par la hauteur de l'obstacle, si $h > \delta$.

En remarquant que la partie inférieure de la couche limite décollée forme une ligne droite entre le point de séparation X_s et le coin de la marche, Zukoski [7] suggère alors que la pression plateau devrait pouvoir être obtenue en considérant l'augmentation de pression au travers de la déviation de l'écoulement d'un angle égal à $\cotan^{-1}(X_s/h)$. En considérant une valeur moyenne de $X_s/h = 4.3$, la déviation équivalente est d'environ 13° . Pour cette déviation et pour des nombres de Mach compris entre 2 et 4, il vient $P_p/P_0 \simeq 1 + 0.55M_0$. Finalement, le critère de Zukoski s'écrit : $P_p/P_0 = 1 + M_0/2$. Cette relation montre une simple dépendance linéaire entre la pression plateau et le nombre de Mach amont. Toutefois, comme les hypothèses le suggèrent, pour des nombres de Mach inférieurs à 2, ce critère n'est pas pertinent. On remarque, d'ailleurs sur la corrélation empirique de Zukoski, présentée figure I.12, que les résultats expérimentaux s'écartent du critère aux faibles nombres de Mach.

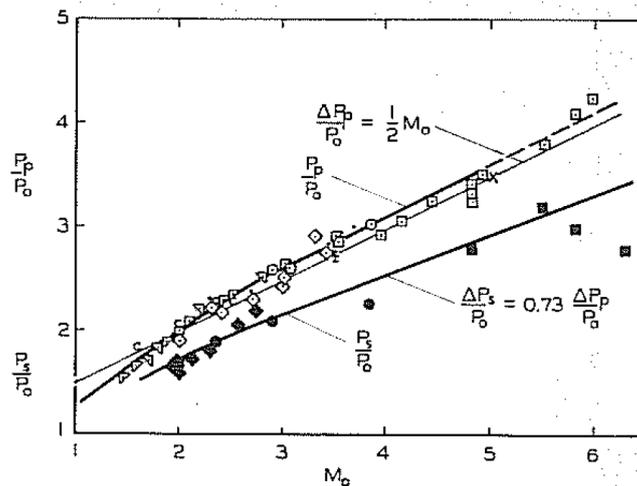


Figure I.12 – Corrélation pression plateau-nombre de Mach, d'après Zukoski [7].

Résumé

Dans un objectif de dissymétrisation de la pression sur les parois d'une tuyère, les observations précédentes permettent d'avancer qu'à nombre de Mach fixé, si la couche limite est turbulente et que l'obstacle à l'écoulement est supérieur à l'épaisseur de couche limite, alors le paramètre qui régit le profil de pression en paroi est la hauteur d'obstacle.

En effet, la valeur de pression plateau semble fixée par le Mach, et l'augmentation de la hauteur d'obstacle ferait décoller la couche limite de plus en plus en amont ce qui augmenterait alors la surface d'application de la pression plateau.

2.2 Injection transverse dans un écoulement supersonique

Un schéma descriptif de l'écoulement est donné figure I.14 d'après Spaid et Zukoski [8]. Dans cet exemple, le jet secondaire est sous-détendu et l'obstacle qu'il forme est plus haut que la couche limite amont. On observe dans ce type d'écoulement une zone de recirculation en amont du jet secondaire due au décollement de la couche limite. La déviation imposée à l'écoulement potentiel par ce décollement induit la présence d'un premier choc. L'obstacle formé par l'écoulement secondaire impose également un choc détaché juste au devant du jet secondaire. En aval de la fente de soufflage, l'écoulement tend à recoller à la paroi en se détendant et revient la pression statique ambiante par l'intermédiaire d'un choc de recompression. On remarque que seule la première cellule de choc du jet secondaire subsiste, les autres cellules sont détruites par la turbulence.

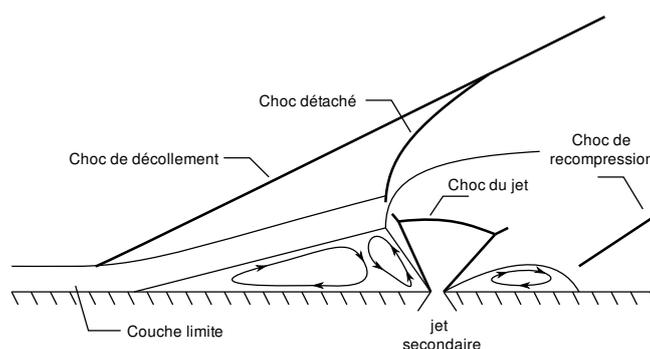


Figure I.13 – Schéma de l'interaction entre un écoulement supersonique et un jet issu d'une fente, d'après Spaid et Zukoski [8]

On a pu voir, dans le paragraphe précédent que la hauteur d'obstacle est paramètre important du décollement au devant d'une marche montante. Etant donnée la similitude que l'on peut observer entre les décollements induits par une marche montante et ceux créés au-devant d'une injection secondaire [40], on s'intéressera aux paramètres influents sur la hauteur de pénétration du jet secondaire. Cela correspond, finalement, à la recherche d'une sorte d'obstacle équivalent.

Influence du taux de détente du jet secondaire

Si la géométrie de l'injecteur est fixée, une augmentation du taux de détente implique également une augmentation de débit. Il s'avère cependant que la hauteur de pénétration rapportée à la dimension caractéristique de l'injecteur est proportionnelle au rapport de flux de quantité de mouvement $J = \frac{\gamma p_{inj} M_{inj}^2}{\gamma p_1 M_1^2}$ [41] entre l'écoulement primaire et secondaire.

Influence du nombre de Mach d'injection

Orth *et al.* [42] étudient l'influence de nombre de Mach d'injection sur la hauteur de pénétration du jet secondaire. Afin de pouvoir comparer les résultats, les différents injecteurs sont conçus pour donner la même pression statique d'éjection à débit équivalent que les injecteurs soniques. La pénétration des injecteurs supersoniques est alors de 9 à 30 % supérieure à celle des injecteurs soniques pour les nombres de Mach investigués (jusqu'à $M_{inj} = 1.67$).

Influence de l'orientation de l'injection

Cohen *et al.* [41] vérifient l'influence de l'angle d'injection (défini comme l'angle entre l'axe de l'injecteur et la paroi aval). Ils notent α cet angle et obtiennent que la hauteur de pénétration varie en $1/(1 + \cos(\alpha))$ pour α compris entre 60° et 120° . Ainsi, la hauteur de pénétration continue d'augmenter pour $\alpha > 90^\circ$.

Modélisation de la hauteur de pénétration

Dans sa thèse de doctorat, Spaid [9] modélise l'interaction entre le jet secondaire et l'écoulement primaire par un obstacle équivalent. Il calcule la conservation de la quantité de mouvement dans un volume de contrôle défini par l'interface entre les deux écoulements, la paroi et une surface normale à la paroi située juste en aval du jet. Il fait alors les hypothèses suivantes :

- il n'existe aucun mélange entre les deux écoulements,
- l'interface entre les deux fluides est une marche montante dont le bord est arrondi,
- le jet secondaire se détend isentropiquement jusqu'à la pression statique de l'écoulement primaire,
- le jet secondaire est dévié parallèlement à la paroi,
- le cisaillement à la paroi en aval de la fente est négligé.

Le volume de contrôle utilisé est présenté figure I.14.

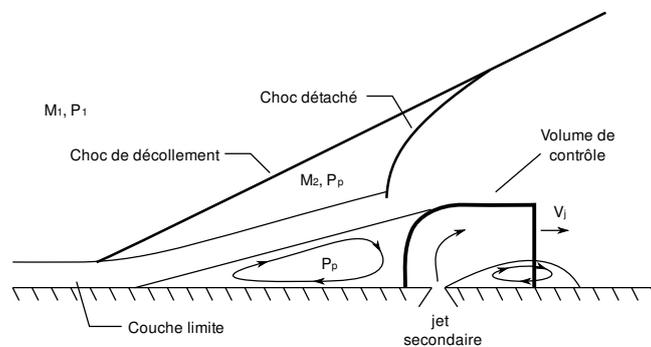


Figure I.14 – Schéma de la modélisation de l'interaction entre un écoulement supersonique et un jet issu d'une fente, d'après Spaid [9]

I.2 Contrôle fluide de l'orientation de poussée d'un jet

En supposant que la traînée de l'obstacle s'écrit : $F_x = C_D q_\infty h$, où C_D est le coefficient de traînée et q_∞ la pression dynamique de l'écoulement non perturbé. Puis en équilibrant cet effort de traînée avec la quantité de mouvement horizontale du jet secondaire après déviation, il vient :

$$\frac{h}{b^*} = \frac{2P_{0j}\gamma_j}{C_D\gamma_1 M_1^2 P_1} \left[\frac{2}{\gamma_j - 1} \left(\frac{2}{\gamma_j + 1} \right)^{\frac{\gamma_j + 1}{\gamma_j - 1}} \left(1 - \left(\frac{P_1}{P_{0j}} \right)^{\frac{\gamma_j - 1}{\gamma_j}} \right) \right]^{1/2},$$

où b^* représente la largeur du col de la fente. Ce modèle exprime donc la dépendance de h en fonction des paramètres d'injection et ceux de l'écoulement primaire. Spaid et Zukoski obtiennent un bon accord entre ce modèle et la hauteur de pénétration mesurée sur des visualisations. On note également que Mangin [14] utilise avec succès cette modélisation pour prédire des décollements pilotés dans une tuyère.

Synthèse

Afin d'optimiser la hauteur d'obstacle, il conviendrait alors de concevoir un actionneur de type convergent-divergent dont la section d'éjection est orientée vers l'amont. De plus, compte-tenu de la tendance qu'a l'écoulement à recoller à la paroi en aval de la fente, il conviendrait de placer cet actionneur au plus près de la section d'éjection de la tuyère en vue de l'utilisation de ce dispositif pour vectoriser la poussée.

Cependant, la réalisation technique d'un tel type d'actionneur peut s'avérer problématique : en termes de coûts car les techniques de fabrication à mettre en oeuvre pour la réalisation d'actionneurs supersoniques de petites dimensions sont très spécifiques ; en termes de qualité d'écoulement car la mise en place d'un tel actionneur en sortie de buse implique nécessairement l'épaississement de la lèvre de la buse, et donc la création d'un sillage de culot.

2.3 Revue des dispositifs de vectorisation fluide

Le paragraphe précédent nous a permis d'appréhender les caractéristiques principales des décollements pilotés par injection secondaire. On se propose maintenant d'effectuer une revue des différents dispositifs de vectorisation fluide que l'on peut rencontrer dans la littérature. Nous définirons, dans un premier temps, les grandeurs qui vont nous permettre de comparer les performances des diverses techniques.

Définitions

L'angle de vectorisation du jet β est l'angle entre le vecteur poussée et l'axe de la tuyère :

$$\beta = \arctan\left(\frac{F_y}{F_x}\right),$$

où F_y et F_x représentent l'effort normal et axial respectivement.

On rencontre également l'efficacité du système η définie comme le rapport entre l'angle de vectorisation et le taux de prélèvement (taux d'injection). Le taux de prélèvement étant le rapport du débit-masse injecté au débit-masse de l'écoulement primaire :

$$\eta = \frac{\beta}{q_{inj}/Q}, \quad (I.2)$$

cette quantité s'exprime donc en degré par pourcentage d'injection. Ce paramètre permet de comparer aisément divers types d'actionneurs fluides, en pénalisant l'angle de vectorisation obtenu par le taux de prélèvement impliqué.

Vectorisation à contre-courant

Strykowski et Krothapalli [43] introduisent une méthode de vectorisation qui associe contrôle fluidique et effet Coanda : la vectorisation contre-courant ("counter flow thrust vectoring"). Un carénage extérieur est ajouté à la tuyère. Puis une source d'aspiration vient diminuer la pression auprès de ce carénage, un schéma de principe est donné figure I.15 d'après Hunter et Deere [10].

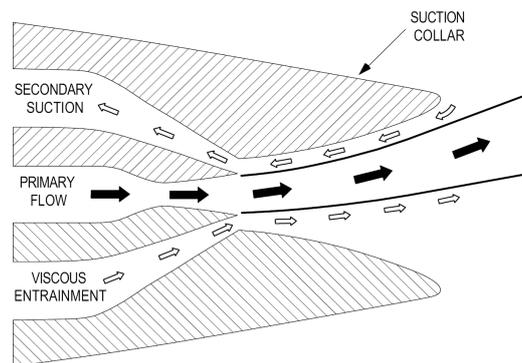


Figure I.15 – Schéma explicatif de la vectorisation contre-courant, d'après Hunter et Deere [10]

Des angles importants de vectorisation de poussée (supérieurs à 20°) peuvent être obtenus grâce à cette méthode. Elle souffre néanmoins de la tendance qu'a le jet à coller au carénage qui

I.2 Contrôle fluide de l'orientation de poussée d'un jet

de plus, suit un hystéresis : il est difficile de l'en faire re-décoller. De plus, la taille conséquente du carénage qu'il est nécessaire de rajouter à la tuyère peut s'avérer limitante quant à une installation sur engins réels.

Déformation de la ligne sonique

La technique de vectorisation de jet par déformation de ligne sonique ("Throat skewing en terminologie anglophone") est introduite par Miller *et al.* [11]. Cette technique consiste en un placement judicieux des actionneurs fluidiques. Un actionneur est placé au col de la tuyère et un second en fin de divergent. Un résultat numérique RANS 2D illustrant cette technique est présenté sur la figure I.16.

Ainsi, le col sonique de la tuyère est déformé et relie les deux obstacles fluides formés par les jets secondaires. Il en résulte une dissymétrie de la répartition de pression sur les parois de la tuyère déviant l'écoulement principal. Des angles de vectorisation de 15° ont pu être obtenus avec une efficacité de 1.5% .

L'intérêt de cette technique réside dans le fait que le jet est dévié subsoniquement, limitant les pertes de poussée que l'on observe habituellement à cause des pertes de pression totale au travers des chocs.

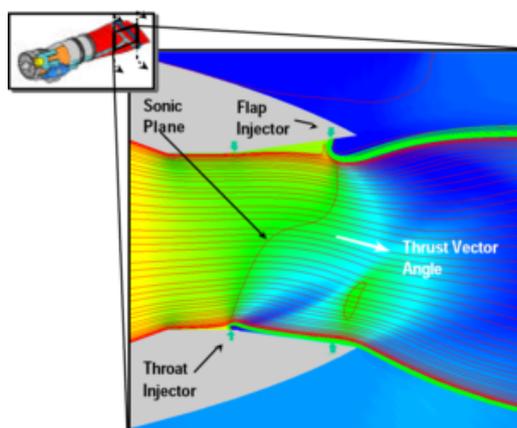


Figure I.16 – Résultats d'un calcul numérique RANS 2D de la vectorisation d'un jet par déformation de ligne sonique, d'après Miller *et al.* [11]

Tuyère à double col

Reprenant le principe de la déformation de la ligne sonique, Deere *et al.* [12] proposent de modifier la géométrie de la tuyère en y ajoutant une cavité enfoncée. La tuyère possède alors deux cols, et la manipulation de la poussée est obtenue par injection secondaire au premier col.

Un schéma de principe est présenté sur la figure I.17, d'après Deere *et al.* [12]. L'angle maximal de vectorisation que les auteurs obtiennent est de 15° .

Les modèles numériques permettent aux auteurs de conclure que ce n'est pas la déformation de la ligne sonique qui permet de dévier le jet ici, mais le contrôle du décollement dans la cavité.

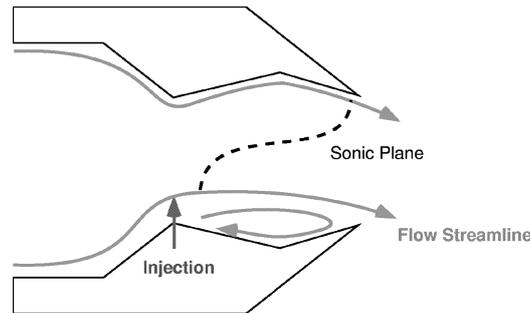


Figure I.17 – Schéma de principe d'une tuyère à double col, d'après Deere *et al.* [12]

Injection dans le divergent

L'injection directe d'un écoulement secondaire dans le divergent de la tuyère est probablement le concept le plus simple pour vectoriser fluidiquement la poussée d'un jet. La technique repose sur le principe d'une injection secondaire directe dans le divergent de la tuyère, créant un choc qui vient dévier l'écoulement. Ce principe est illustré sur la figure I.18. Waithe et Deere [13] étudient numériquement et expérimentalement la vectorisation de poussée d'une tuyère plane munie de plusieurs injecteurs secondaires.

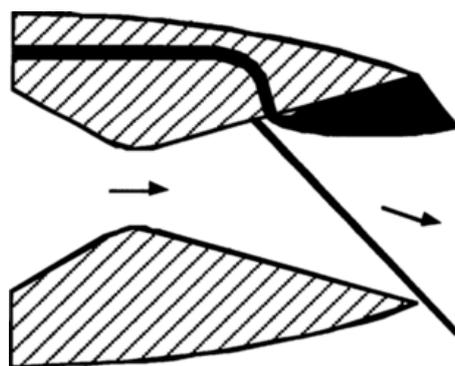


Figure I.18 – Schéma de principe de la vectorisation par injection dans le divergent, d'après Waithe et Deere [13]

Un des problèmes majeurs de ce système repose sur la perte de poussée engendrée par la chute de pression totale au travers du choc. De plus, une baisse d'efficacité s'observe également lorsque le choc de contrôle interagit avec la paroi opposée.

Tuyère asymétrique

Dans sa thèse de doctorat, Mangin [14] utilise alors le concept d'injection secondaire et l'applique cette fois-ci à une tuyère rectangulaire dont l'un des divergents est plus court que l'autre. Mangin équipe l'extrémité de chacun des divergents d'un actionneur pneumatique. Deux régimes de vectorisation sont alors possibles : une vectorisation par injection classique, en utilisant un seul actionneur ; ou une vectorisation par déformation de la ligne sonique, en utilisant les deux. Pour le premier régime, le divergent opposé à l'injection étant plus court l'impact du choc de vectorisation sur la paroi opposée de la tuyère est repoussé. Les déviations de poussée les plus importantes sont obtenues pour ce régime, soit plus de 20° en utilisant un actionneur supersonique. Ce qui offre une efficacité supérieure à $2.5^\circ/\%$. Même si ce dispositif s'avère très efficace, son inconvénient majeur réside dans l'asymétrie de la tuyère. La vectorisation du jet s'effectuera toujours selon une direction privilégiée.

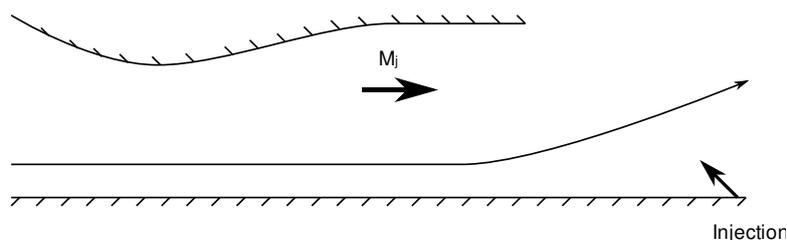


Figure I.19 – Schéma de principe de la vectorisation en tuyère asymétrique, d'après Mangin [14]

Ajout de divergents en sortie de tuyère

Collin *et al.* [15] proposent d'effectuer des modifications de la géométrie d'une tuyère axisymétrique afin d'accroître la différence de pression entre la région manipulée de l'écoulement et la partie diamétralement opposée non perturbée.

Le concept qu'ils proposent est d'ajouter un divergent conique supplémentaire à l'intérieur de la buse sur lequel est positionné une fente de soufflage. Le jet secondaire s'expulse légèrement à contre-courant par rapport à l'écoulement primaire. Un schéma explicatif du concept est présenté sur la figure I.20. Le gain en dissymétrie de pression tient au fait que l'écoulement subit une détente sur les régions non perturbées de l'écoulement.

Les résultats d'une modélisation RANS 3D de l'expérience indique que pour 2.3% de prélèvement l'angle de vectorisation est de 7.8° , soit une efficacité de $3.4^\circ/\%$. Ce résultat est cohérent avec les observations expérimentales, et montre un net recul des performances par rapport aux configurations subsoniques semblables testées auparavant. Ce qui montre que la compressibilité

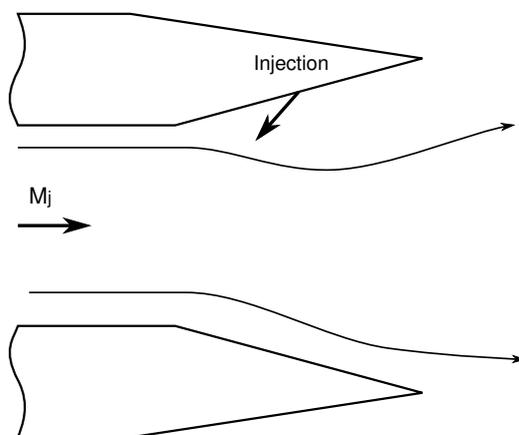


Figure I.20 – Schéma de principe de la vectorisation par injection sur divergent supplémentaire, d'après Collin *et al.* [15]

de l'écoulement joue un rôle crucial quant aux mécanismes responsables de la dissymétrie de pression.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu présenter les caractéristiques importantes des écoulements rencontrés dans notre étude. Une attention particulière a été apportée au mécanisme de "screech". Ce phénomène est une caractéristique intrinsèque des jets rectangulaires supersoniques non adaptés. Il pilote sa dynamique grande échelle en lui imposant un battement latéral de forte amplitude.

Une présentation des décollements au-devant de marches montantes en régime supersonique, nous a permis de cerner les grandeurs qui sont les plus influentes sur les caractéristiques du décollement. On a vu qu'il est possible de réaliser une analogie entre les décollements au devant de marches, et ceux créés par injection secondaire, et donc que les mécanismes qui gèrent le décollement sont presque semblables.

Finalement, divers dispositifs de vectorisation que l'on peut rencontrer dans la littérature sont présentés. Une revue des performances des différentes techniques de vectorisation testées au centre de Langley (NASA) peut être trouvée dans Deere [12]. Cette étude semble indiquer que l'injection secondaire dans le divergent de la tuyère semble la plus intéressante en terme de rapport entre efficacité et perte de poussée. On note toutefois que les tuyères utilisées par Deere sont dessinées pour fonctionner en régime adapté pour de forts taux de détente ($NPR > 9$), de sorte que la comparaison avec les systèmes proposés par Mangin [14] et Collin [15], investigués

à des taux de détente plus faibles, n'est pas évidente.

Contexte de la présente étude

Notre étude se place dans la suite de travaux menés par Collin *et al.* présentés précédemment. L'objectif est d'étudier la possibilité de vectorisation fluidique en lacet d'une tuyère rectangulaire. A ces fins, une tuyère rectangulaire de facteur de forme 5 : 1 est dessinée. Le nombre de Mach de la tuyère est identique aux configurations axisymétriques testées par Collin *et al.*. La section d'éjection est modifiée de façon à recevoir des divergents supplémentaires en fin de buse, sur les petits côtés de la tuyère. Comme pour la configuration axisymétrique, ces divergents sont disposés pour accroître la différence de pression entre les parois opposées lorsque l'injection secondaire est en fonctionnement.

L'injection prend place sur toute l'envergure de la tuyère, de façon à s'approcher le plus possible d'un décollement bidimensionnel. Compte-tenu des observations sur les mécanismes de décollement, la fente d'injection est placée le plus en aval possible, afin de profiter au maximum de la surpression au devant de l'obstacle fluide. L'angle que forment les divergents avec l'écoulement primaire est choisi égal à 10° , proche de la configuration choisie en configuration axisymétrique. La longueur du divergent est choisie égale à la largeur de la tuyère.

Le chapitre suivant sera consacré à la présentation des installations expérimentales, ainsi que des moyens de mesure utilisés. Les méthodes de traitement des données y seront également présentées.

Chapitre II

Installation expérimentale et moyens de mesures

1 La soufflerie

Les essais sont effectués dans la soufflerie S150HP de l'Institut PPRIME de Poitiers, dans une configuration de jet. Une description détaillée de l'ensemble de l'installation peut être retrouvée dans Collin (2001)[44] et Bellaud (1999)[16].

L'expérience consiste à manipuler un jet supersonique rectangulaire s'évacuant au sein d'un écoulement secondaire subsonique. Le jet est alimenté en air comprimé haute pression par deux compresseurs. L'air utilisé est préalablement desséché, déshuilé et filtré. La soufflerie comporte une chambre de tranquillisation tapissée de mousse et munie de grilles et de nids d'abeille afin d'en diminuer la turbulence résiduelle. Le jet débouche dans une veine d'essai de section carrée de dimension $500mm \times 500mm$.

L'écoulement secondaire est obtenu par entraînement direct de l'air ambiant. De plus, l'aspiration s'effectue au travers d'un convergent afin d'éviter les décollements sur les parois. Un nid d'abeille est installé à l'entrée de ce convergent pour stabiliser l'écoulement subsonique et en diminuer le niveau de turbulence. Les quatre côtés de la veine sont démontables et peuvent être remplacés par des hublots, permettant d'effectuer des visualisations et mesures non-intrusives. Un schéma de la soufflerie est présenté figure II.1.

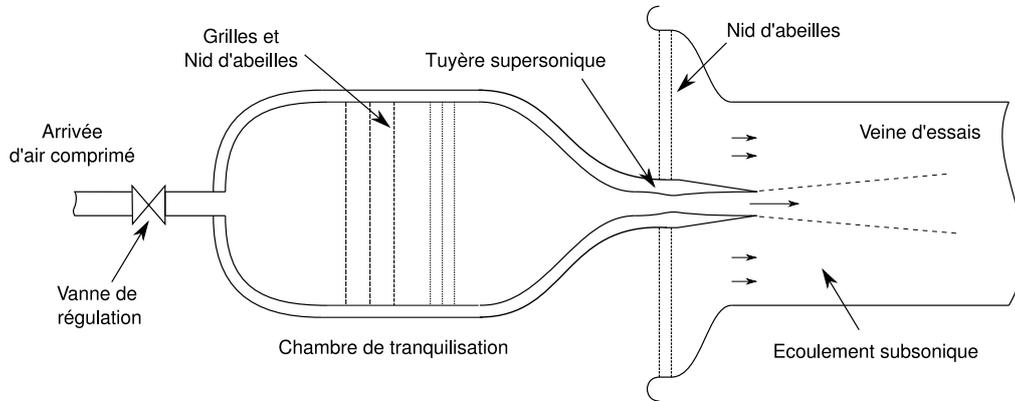


Figure II.1 – Schéma de principe de la soufflerie S150HP.

La régulation de la soufflerie est assurée par l'asservissement de la pression génératrice du jet. Cet asservissement est réalisé grâce à un ensemble constitué d'une vanne Latécoère ©, un capteur de positionnement de la vanne et de capteurs de pression en amont de la vanne et dans la chambre de tranquillisation. L'erreur due à l'incertitude de mesure sur les capteurs ainsi qu'à la boucle d'asservissement conduit à une précision de régulation à ± 0.05 bar autour de la pression de consigne.

La soufflerie est équipée d'une tuyère rectangulaire dont la géométrie a été modifiée pour permettre le contrôle de l'écoulement. La section de sortie de la tuyère mesure $l \times h = 150\text{mm} \times 30\text{mm}$ et les deux petits côtés de la buse sont usinés de telle sorte qu'ils forment un divergent supplémentaire à son extrémité. La longueur de ces divergents est choisie égale à la largeur de la tuyère (*i.e.* 30mm) et leur pente est fixée à 10° par rapport à l'horizontale. Un de ces divergents est dessiné spécifiquement de façon à accueillir en son milieu une fente de soufflage et son système d'alimentation en air comprimé. Le jet de soufflage est dirigé à 45° par rapport à l'écoulement principal. La figure II.2 représente la buse modifiée ainsi qu'une coupe détaillée de l'actionneur.

Le nombre de Mach nominal M_j de la tuyère est 1.45. La pression génératrice du jet P_j est fixée à 3.7 bar de telle sorte que la couche limite reste collée jusqu'à la sortie du jet. La température génératrice du jet T_j est d'environ 250K . Le nombre de Mach de l'écoulement subsonique externe M_e est 0.2. Il est obtenu par aspiration de l'air ambiant à pression génératrice $P_e \approx 1\text{bar}$ et température génératrice $T_e \approx 290\text{K}$. Afin de manipuler le jet principal, l'actionneur est alimenté en air comprimé de façon continue par l'intermédiaire d'un manodétendeur et d'un

robinet de contrôle. Une prise de pression située dans la cavité en amont de la fente d'injection permet de calculer la pression génératrice de cette fente. La pression génératrice d'injection est maintenue constante, et au maximum égale à 15.5 bar, ce qui correspond à un taux de prélèvement q_{inj}/Q (rapport de débit entre le jet principal et le jet manipulateur) maximum égal à 1.62.

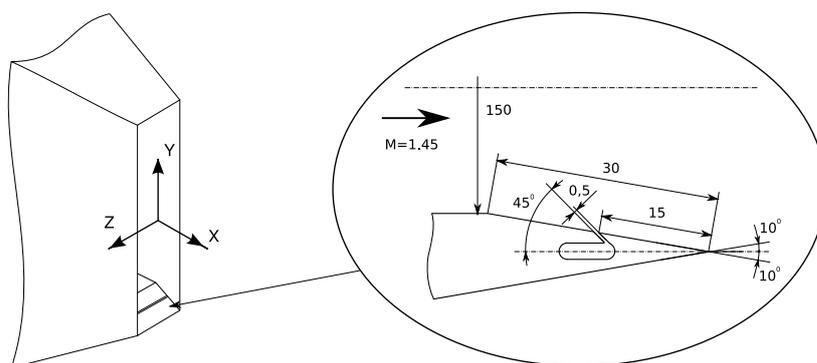


Figure II.2 – Vue schématique de la buse rectangulaire munie de son actionneur. Détail en coupe du divergent, de la fente de soufflage et de son système d'alimentation.

2 Moyens de visualisations

2.1 Visualisations des lignes de frottement pariétales

La manipulation du jet principal engendre un décollement qu'il est nécessaire de caractériser. Dans ce but, les spectres pariétaux sont obtenus par enduit de la paroi de la tuyère avec de l'huile de lin colorée par du noir de fumée. L'enduit est déposé avant chaque rafale, et le jet secondaire est activé avant l'amorçage de la tuyère afin que l'enduit reste en place pendant les prises de vue. Puis, pour chaque configuration étudiée plusieurs photographies sont réalisées avec un appareil photographique numérique installé au-dehors de la veine d'essai. La photographie de la paroi est prise pendant l'essai, de côté avec une vue légèrement plongeante.

2.2 Strioscopies moyennes et instantanées

La strioscopie permet une visualisation des gradients de densité présents dans l'écoulement. Deux miroirs paraboliques sont placés de part et d'autre de la région investiguée. Une source de

lumière placée au foyer de l'un des miroirs permet de générer des rayons de lumière parallèles, qui seront déviés à la traversée de gradients de densité (qui localisent les changements d'indice du milieu.). On récupère donc au niveau du second miroir la lumière qui a traversé l'écoulement et, au foyer de ce miroir le faisceau de lumière est coupé de façon à stopper une partie des rayons qui ont été déviés par les gradients de densité. On obtient donc, sur le plan image, une représentation des gradients de densité de l'écoulement. De plus amples précisions sur ce moyen de visualisation peuvent être trouvées dans la référence [45].

Pour des strioscopies moyennes, la source lumineuse est alors continue et l'image enregistrée au moyen d'un appareil photographique numérique monté sur le banc optique sans objectif.

Une lampe à étincelles Nanoflash© est utilisée à la place de la source continue pour réaliser des visualisations strioscopiques instantanées. Un programme externe réalisé sous LabView© gère la prise de vue en générant un signal d'ouverture de l'obturateur sur l'appareil photo et le signal de commande de l'étincelle.

La lampe possédant deux électrodes à commandes indépendantes, il est possible de réaliser des strioscopies à temps décalés permettant d'accéder à la dynamique de l'écoulement. Ces visualisations sont obtenues à l'aide d'un système de vélocimétrie par images de particules (PIV). L'image est alors acquise sur une caméra double image dont le capteur CCD a une résolution de 1200×1600 pixels, et est codée sur 12 bits. La caméra est directement montée sur le banc optique comme l'appareil photographique. La synchronisation de l'éclairage et de la prise de vue est directement gérée par le logiciel d'acquisition PIV, ce qui permet l'acquisition d'un grand nombre de prises de vue avec un écart de temps minimum de l'ordre de la microseconde. Les strioscopies sont réalisées dans le plan du grand côté de la tuyère dans un premier temps. La rotation d'une partie de la chambre de tranquillisation avec la tuyère et du convergent permet d'effectuer des visualisations dans le plan du petit côté de la buse.

3 Mesures de pression en parois de la veine d'essai

Des mesures de pressions instationnaires sur les parois de la veine d'essai sont réalisées à l'aide de capteurs Kulite©. Un capteur est installé sur chacune des parois, au milieu de celles-ci, à une distance longitudinale $x = 240mm$ de la buse. L'acquisition des quatre signaux est gérée au moyen d'un programme LabView©. La fréquence d'échantillonnage est choisie supérieure à 2 fois la fréquence maximum de réponse des capteurs, et le signal est filtré par un filtre passe-bas avant l'acquisition afin d'éviter tout problème de recouvrement spectral.

4 Mesures non-intrusives

Dans notre étude, deux techniques de mesures par moyens optiques sont exploitées : la vélocimétrie par image de particules (PIV) et la vélocimétrie laser-Doppler (LDV). La PIV est utilisée pour obtenir des champs instantanés de vitesse sur un large domaine, alors que la LDV est employée pour obtenir une caractérisation plus fine sur l'écoulement de sillage de l'actionneur ainsi qu'une analyse spectrale.

L'objectif de ce paragraphe est de présenter succinctement les caractéristiques du matériel exploité et les méthodes de dépouillements utilisées.

4.1 Stratégie d'ensemencement

Les particules utilisées sont des billes de S_iO_2 (Aérosil R972) dont le diamètre théorique est de l'ordre de $0.04mm$ selon les caractéristiques données par le fabricant. Ces particules ont déjà été utilisées par Lammari [46], Bellaud [16], Collin [44] ou encore Kerhervé [47] dans la même soufflerie mais sur des configurations différentes.

Le jet principal estensemencé par une série de huit cannes d'ensemencement disposée radialement dans la chambre de tranquillisation. Le dosage de l'ensemencement est réalisé à l'aide d'un manodétendeur situé en amont d'un récipient d'ensemencement.

L'écoulement subsonique estensemencé grâce à un dispositif similaire au jet principal. Les cannes d'ensemencement sont positionnées en amont du nid d'abeille, dans la section d'entrée du convergent externe. Le dispositif permet le déplacement des cannes en fonction de la région de l'écoulement mesurée.

L'ensemencement de l'actionneur est réalisé grâce à une dérivation de son circuit d'alimentation en air comprimé. L'air comprimé est dans un premier temps détendu au travers d'un manodétendeur, puis le débit est fixé par une vanne placée en aval du manodétendeur. La différence de pression en amont et en aval de la vanne étant suffisante pour qu'un col sonique s'y crée, le débit est fixé. Ensuite, une seconde vanne permet de contrôler la quantité d'air passant au travers du récipient d'ensemencement, et donc la quantité de particules présente dans l'écoulement manipulateur. Le schéma du montage est présenté sur la figure II.3.

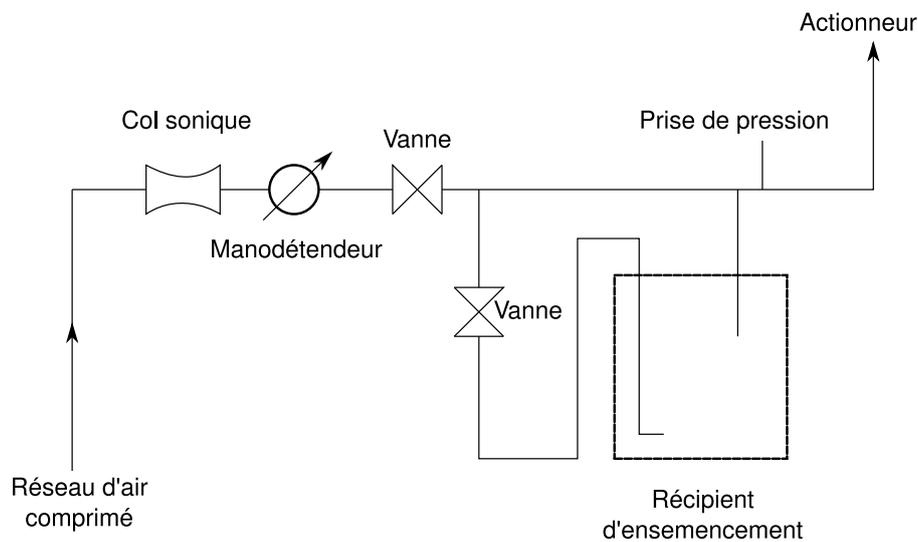


Figure II.3 – Schéma descriptif du montage pneumatique utilisé pour l'ensemencement de l'actionneur.

4.2 Mesure par Vélocimétrie par Images de Particules

4.2.1 Matériel optique et montage

Le matériel utilisé pour les mesures PIV comprend deux cavités laser Nd-YAG d'une énergie de $190mJ$ ainsi que deux caméras équipées d'un objectif de $28mm$. Chaque caméra possède un capteur CCD d'une résolution de 1376×1040 pixels codé sur 12 bits.

La paroi supérieure de la veine d'essai est remplacée par une vitre ce qui permet l'éclairage des particules dans une section parallèle au grand côté de la tuyère et les caméras sont installées perpendiculairement à la nappe laser. L'ensemble est monté sur un système de déplacement 3 axes. La figure II.4 illustre le montage.

4.2.2 Obtention des champs de vitesses instantanés

Nous avons choisi pour cette étude d'adapter l'intervalle de temps afin que le déplacement d'une particule entre deux instantanés soit de sept pixels dans la partie la plus rapide de l'écoulement. Compte-tenu de la vitesse du jet principal et de la taille du champ observé par la caméra, l'intervalle de temps est fixé à $5\mu s$. Chaque acquisition se compose de 200 paires d'images.

Les champs de vitesse sont obtenus à l'aide du logiciel Davis de LaVision ©. L'image de fond sans écoulement est soustraite à chacune des images de particules, ce qui permet de retirer une

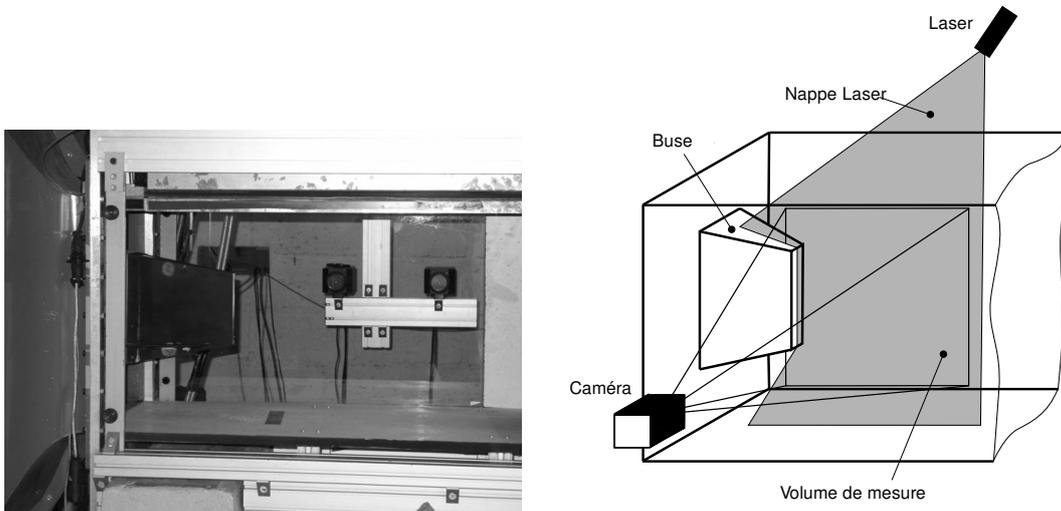


Figure II.4 – Photographie et schéma du montage PIV.

partie du bruit de fond dû aux réflexions sur les parois vitrées de la veine d'essai. Puis chacun des différents jeux est recentré sur sa moyenne puis normalisé pour s'affranchir des différences d'éclairage qui peuvent exister entre les deux pulses laser. Enfin, les vecteurs vitesse sont obtenus par corrélation de deux images dans une fenêtre d'interrogation initiale de 64×64 pixels, puis 32×32 pixels et finalement 16×16 pixels avec un recouvrement de 50 %. Les images issues de la seconde caméra ne sont pas exploitées à cause d'un ensemencement trop faible pour corrélérer correctement les images. Seuls les champs de vitesse issus de la première caméra seront présentés dans la suite.

Il peut arriver que le manque de particules ou l'inhomogénéité de l'ensemencement donne une mauvaise détection du déplacement des particules et donc des "vecteurs faux". Afin de corriger ces anomalies de mesures, nous avons utilisé dans cette étude une méthode dite de "POD à trous" (en terminologie anglophone "Gappy POD") basée sur un algorithme proposé par Ukeiley [48]. Nous avons tout d'abord identifié les vecteurs faux à l'aide d'un filtre 3σ appliqué 2 fois sur chaque composante de vitesse. Puis la méthode proposée par Ukeiley [48] consiste au calcul de la décomposition orthogonal propre des champs de vitesse en masquant ces vecteurs faux (c'est-à-dire en les remplaçant par zéro si le calcul est effectué sur le champ fluctuant). Les vecteurs faux sont ensuite remplacés par recombinaison des modes propres calculés. La méthode est itérée jusqu'à ce que les modes propres calculés ne soient plus modifiés. Un exemple de champ corrigé est donné sur la figure II.5.

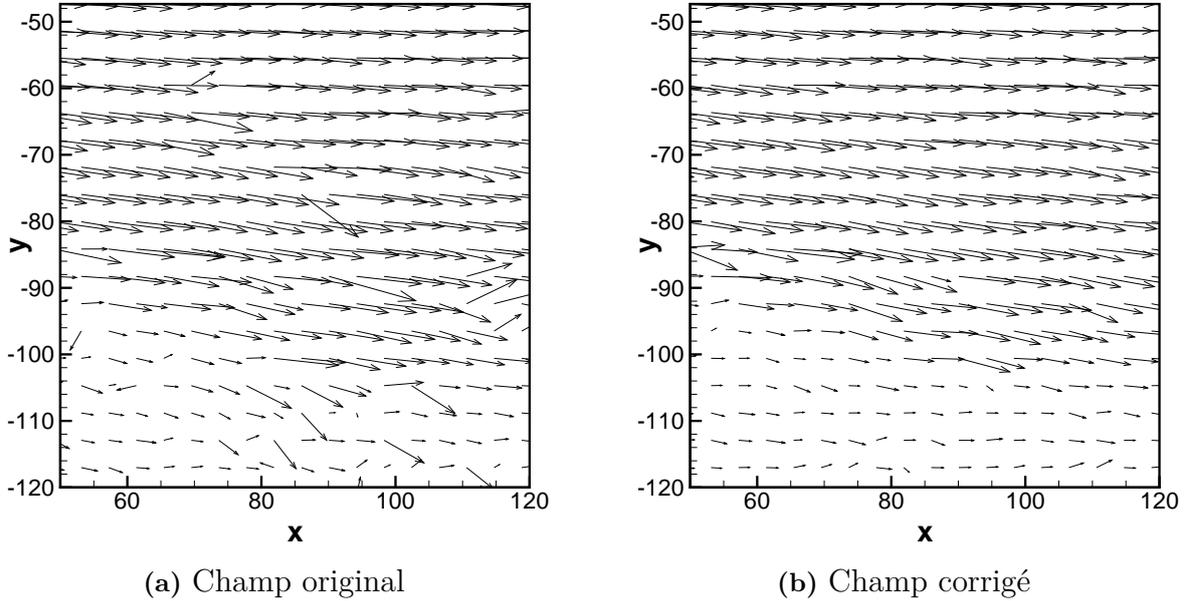


Figure II.5 – Exemple de correction des vecteurs (u, v) par méthode de gappy POD sur une partie du champ PIV. Les coordonnées sont exprimées dans le repère de la soufflerie.

4.2.3 Précision de la mesure

La convergence statistique des données PIV, pour les valeurs moyennes \bar{u} et \bar{v} ainsi que les moment d'ordre deux $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ et $\sigma_v = \sqrt{v'^2}$, est présentée sur la figure II.6. Le point choisi pour cette figure correspond à un point au coeur de la couche inférieure de mélange du jet naturel. D'autres points de mesure ont été testés et d'autres configurations différentes montrant sensiblement les mêmes résultats.

La figure II.6 montre que la confiance est bonne en ce qui concerne les vitesses moyennes puisque la moitié des échantillons aurait suffi pour obtenir la même moyenne à 5% près. En revanche, la convergence des statistiques d'ordre 2 semble moins évidente. Plus d'échantillons auraient été nécessaires afin d'obtenir une confiance supérieure. On sera donc prudent quant à l'exploitation de ces grandeurs.

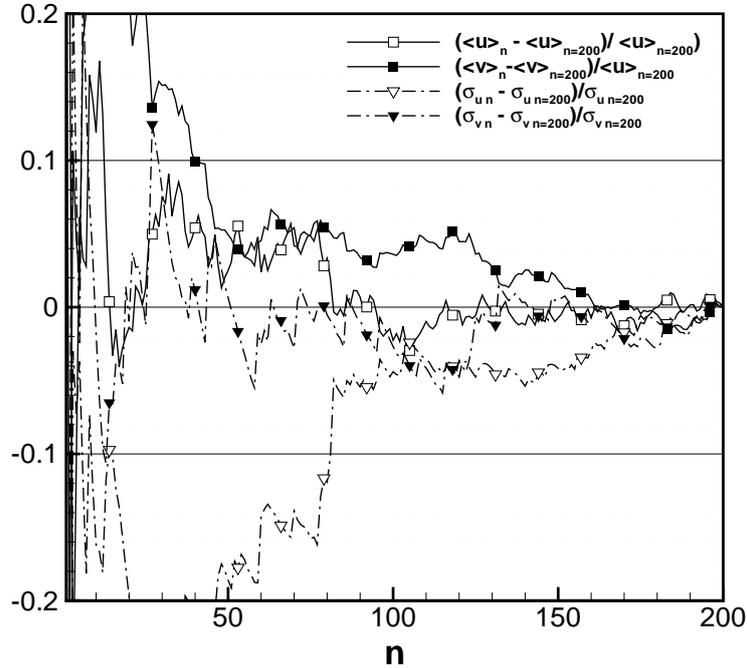


Figure II.6 – Convergence statistique des données PIV.

4.3 Mesures par Vélocimétrie Laser Doppler

4.3.1 Description du montage LDV

Le système LDV utilisé est un système Dantec© 2 composantes composé d'un laser d'une puissance de 1.5 W délivrant deux faisceaux (bleu d'une longueur d'onde de 530 nm et vert d'une longueur d'onde de 450 nm), d'une optique d'émission, d'une cellule de Bragg, d'une optique de réception et d'un boîtier traitant le signal provenant du photomultiplicateur. La disposition du montage est présentée sur la figure II.7. La tête d'émission et de réception sont disposées de part et d'autre de la veine d'essai de sorte que l'on travaille en diffusion avant. Les deux optiques sont montées sur un même système de déplacement commandé directement par le logiciel d'acquisition LDV.

4.3.2 Mesures classiques

Les données expérimentales obtenues sont $\bar{u}, \bar{v}, \overline{u'^2}, \overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$. A chaque point de mesure un minimum de 50000 échantillons instantanés est acquis. Un filtre 3σ est appliqué aux signaux

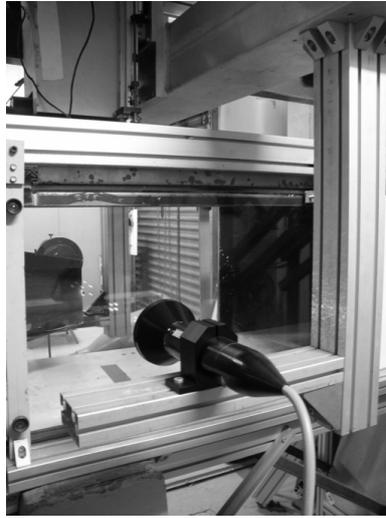


Figure II.7 – Photographie du montage LDV.

de vitesse afin de supprimer les échantillons aberrants, liés à une mauvaise détection de la fréquence Doppler. Les échantillons évincés représentent moins de 1 % de chaque signal. De plus, les statistiques sont calculées grâce à un estimateur pondérant les échantillons de vitesse par le temps de transit de la particule, ce qui permet de réduire le biais de vitesse possiblement introduit si le temps d'arrivée des échantillons est corrélé à la vitesse mesurée (voir annexe 1). Selon les résultats présentés en annexe 1, le nombre d'échantillons restant est suffisant pour la convergence des grandeurs moyennes et les moments d'ordre 2. De plus, l'étude conditionnelle des statistiques d'ordre 1 et 2 des signaux, en fonction des fluctuations de la pression génératrice autour de la pression de consigne montre que ses fluctuations ont peu d'effet sur les valeurs mesurées. Une bonne confiance peut alors être accordée à ces grandeurs.

4.3.3 Mesures spectrales

La vélocimétrie laser Doppler fournit une mesure de la vitesse des particules d'ensemencement traversant le volume de mesure. De ce fait le signal de vitesse est échantillonné aléatoirement, et il est nécessaire d'employer des techniques spécifiques afin de calculer le contenu spectral du signal. Nous présentons dans ce paragraphe tout d'abord brièvement la technique de classification par cases couramment employée dans la littérature [49], puis souhaitons introduire une seconde technique qui permet la reconstruction du signal sur une base de temps uniforme à l'aide d'une transformée en série d'ondelettes.

Techniques de classification par cases

Afin d'estimer le contenu spectral des signaux mesurés, il est possible d'écrire un estimateur de la fonction de corrélation à partir des échantillons disponibles. On parle alors de technique de classification par cases. Introduite par Mayo *et al* [50] ainsi que Gaster et Roberts [51] cette approche consiste à discrétiser la fonction de corrélation en cases de largeur arbitraire $\Delta\tau$ et à calculer la somme des produits des échantillons dont le temps de retard est compris dans chacune des cases. L'estimateur de la fonction de corrélation s'écrit :

$$\hat{R}_{uu}(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N b_k(t_j - t_i)}$$

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1 & \text{si } \left| \frac{(t_j - t_i)}{\Delta\tau} - k \right| < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

avec u_i l'échantillon de vitesse u enregistré au temps t_i et N le nombre total d'échantillons disponibles. La densité spectrale de puissance du signal grâce au théorème de Wiener-Khinchine, par transformée de Fourier de la fonction de corrélation :

$$\hat{S}_{uu}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(\tau) \hat{R}_{uu}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{II.2})$$

où $w(\tau)$ représente une fenêtre de pondération de type Hanning, utilisée afin de réduire la variance aux basses fréquences. L'inconvénient majeur de cet estimateur est sa variabilité dans les hautes fréquences, qui d'après Gaster et Roberts [51] est d'autant plus grande que l'échantillonnage moyen du signal est faible. Afin de réduire la variance en hautes fréquences de cet estimateur, van Maanen et Tummers [52] proposent une normalisation locale de l'estimateur en pondérant chaque coefficient de corrélation par la variance des produits $u_i u_j$ utilisés :

$$\hat{R}_{uu}(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (u_i^2) b_k(t_j - t_i) \times \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (u_j^2) b_k(t_j - t_i)}}$$

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1 & \text{si } \left| \frac{(t_j - t_i)}{\Delta\tau} - k \right| < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Il en résulte une meilleure estimation de la fonction de corrélation surtout pour les faibles temps de retard [53] ce qui apporte un grand intérêt dans l'estimation de la micro échelle de Taylor. En revanche, en ce qui concerne l'estimation spectrale, Tummers et Passchier [53] montrent que la normalisation locale seule ne suffit pas à réduire la variance à hautes fréquences. Ils proposent donc de calculer la densité spectrale de puissance en utilisant un fenêtrage $w(\tau)$ d'autant plus large que la fréquence calculée est basse. L'effet sur la densité spectrale de puissance est sans équivoque, et la variance pour les hautes fréquences significativement réduite. Cependant, l'utilisation d'un tel type de fenêtrage interdit l'utilisation d'un algorithme de transformée de Fourier rapide, le temps de calcul s'en trouve donc considérablement augmenté. Dans le même objectif, van Maanen et Oldenziel [54] préfèrent utiliser une interpolation de la fonction de corrélation normalisée localement sur un modèle à huit paramètres.

Une alternative est proposée par Nobach et al. [55], en pondérant les produits d'échantillons par des fenêtres triangulaires. Une pondération plus importante est donnée aux produits d'échantillons proches du centre de la fenêtre. Cette technique est plus connue sous la terminologie "fuzzy slotting". L'estimateur de la fonction de corrélation associé s'écrit :

$$\hat{R}_{uu}(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (u_i^2) b_k(t_j - t_i) \times \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (u_j^2) b_k(t_j - t_i)}}$$

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{(t_j - t_i)}{\Delta\tau} - k \right| & \text{si } \left| \frac{(t_j - t_i)}{\Delta\tau} - k \right| < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Plus récemment, Nobach [56] propose d'améliorer l'estimateur précédent en attribuant à chaque case un temps de retard correspondant au temps de retard moyen de tous les produits d'échantillons tombant dans une case. De ce fait, le problème d'échantillonnage aléatoire se pose à nouveau obligeant l'auteur à utiliser un modèle pour pouvoir estimer le spectre du signal. C'est pourquoi nous ne développerons pas cette technique ici.

Il ressort des travaux de Benedict et al [57] et de l'étude de Kerhervé [47] que la technique de classification par cases combinée à une normalisation locale et une pondération par fenêtres triangulaires donne une estimation fiable de la fonction d'autocorrélation.

Estimation de la transformée en série d'ondelettes

La technique précédente, bien que précise et facilement mise en oeuvre, souffre de son caractère statistique. En effet un grand nombre d'échantillons est nécessaire afin de faire converger l'estimateur ce qui peut poser problème par exemple lorsque le montage expérimental ne permet pas de longs temps d'acquisition.

Il peut être intéressant de reconstruire un signal échantillonné uniformément à partir des échantillons disponibles, ce qui permettrait de réduire le nombre d'échantillons nécessaires à l'estimation spectrale. De plus, reconstruire un signal sur une base de temps régulière pourrait permettre de faciliter les traitements ultérieurs, par exemple en ce qui concerne les acquisitions simultanées LDV-pressure.

Nous proposons dans la suite de ce volet d'étudier la reconstruction basée sur une analyse en série d'ondelettes.

La transformée en ondelette continue, série d'ondelettes

Nous souhaitons introduire brièvement dans ce paragraphe la transformée en ondelettes dans le but de poser les notations nécessaires à la compréhension de l'algorithme de reconstruction. Des discussions plus complètes peuvent être trouvées dans Farge (1992) [58], Debauchies (1990) [59] ou encore dans Torrence et Compo (1998) [60].

La transformée en ondelettes continue du signal $u(t)$ consiste à calculer le produit de convolution suivant :

$$\tilde{u}(a, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t') \psi_{at'}^*(t) dt' \quad (\text{II.5})$$

où $u(t)$ représente le signal de vitesse, $\tilde{u}(a, t)$ est le coefficient d'ondelette, a représente l'échelle et $\psi_{at'}^*$ le complexe conjugué d'une version dilatée et translatée d'une ondelette mère ψ :

$$\psi_{at'}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-t'}{a}\right) \quad (\text{II.6})$$

On obtient ainsi une représentation du signal $u(t)$ dans le demi plan temps-échelle $\{t, a\}$ (assimilable au demi plan temps-fréquence). Il est possible de définir une transformation en série d'ondelettes qui consiste à calculer les coefficients d'ondelettes sur une version discrétisée du demi-plan $\{t, a\}$. L'échelle a est remplacée par $a_j = a_0^j$ et le temps de translation t' par $t_{jk} = kb_0 a_0^j$, la transformée en série d'ondelettes est alors donnée par :

$$\tilde{u}_{jk} = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \psi_{jk}^*(t) dt \quad (\text{II.7})$$

avec :

$$\psi_{jk} = \frac{1}{\sqrt{a_j}} \psi \left(\frac{t - t_{jk}}{a_j} \right) \quad (\text{II.8})$$

Si $a_0 = 2$ et $b_0 = 1$ la discrétisation du demi-plan $\{a, t\}$ correspond à la grille dyadique et la transformée correspondante s'écrit alors :

$$\tilde{u}_{jk} = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \frac{1}{\sqrt{2^j}} \psi^*(2^{-j}t - k) dt \quad (\text{II.9})$$

La synthèse du signal s'obtient alors par la formule :

$$u(t) = C \sum_j \sum_k \Re \left(\tilde{u}_{jk} \psi_{jk}(t) \right) + R \quad (\text{II.10})$$

où \Re représente la partie réelle, C est une constante sensiblement égale à 1 et R un résidu qui vaut 0 si les ψ_{jk} sont orthogonales [58]. Nous ferons l'hypothèse, dans la suite du document, que la base d'ondelettes que nous choisirons est correctement construite de sorte que $C \simeq 1$ et $R \simeq 0$. On note que Nita [61] fit l'exacte même hypothèse.

Application à la reconstruction d'un signal échantillonné aléatoirement

Ford et Etter [62] proposent une technique d'interpolation basée sur l'analyse en ondelettes. Cependant leur technique concerne uniquement le cas d'échantillons manquants et utilise une transformée en ondelette discrète. De ce fait, il est impossible d'employer cette technique aux signaux LDV où un échantillon de vitesse peut arriver à n'importe quel instant. Kaleva et al. [63] proposent de reconstruire un signal LDV grâce à une analyse multirésolution des échantillons disponibles. Cependant la méthode qu'ils utilisent afin d'estimer les coefficients ne s'affranchit pas des difficultés de l'échantillonnage aléatoire et leurs signaux reconstruits montrent de larges oscillations aux endroits où la densité d'échantillons est plus faible. Il semble donc que la transformée en ondelettes discrètes et l'analyse multirésolution ne soient pas des outils bien adaptés pour la reconstruction de signal LDV.

Nita [61] propose d'utiliser une transformée en série d'ondelettes car le temps reste continu dans le calcul des coefficients d'ondelettes. Elle suggère aussi de modifier l'algorithme de calcul des coefficients et de l'itérer afin de tirer au mieux partie de l'échantillonnage aléatoire.

Nita [61] utilise comme ondelette analysante une ondelette de Morlet définie par :

$$\psi(t) = e^{\sqrt{-1}k_\psi t} e^{-t^2/2} \quad (\text{II.11})$$

qui est une onde plane de longueur d'onde k_ψ modulée par une enveloppe Gaussienne de largeur unité. La figure II.8 représente l'enveloppe et les composantes complexes de l'ondelette de Morlet. L'utilisation de cette ondelette se justifie par sa nature complexe qui permet l'identification des alternances positives et négatives du signal. Ce choix se justifie également car son utilisation sur une grille dyadique et pour un nombre d'onde k_ψ égal à trois, la transformée en série d'ondelettes est dite optimale : $C \sim 1$ et $R \sim 0$ dans l'équation II.10 (Farge [58]).

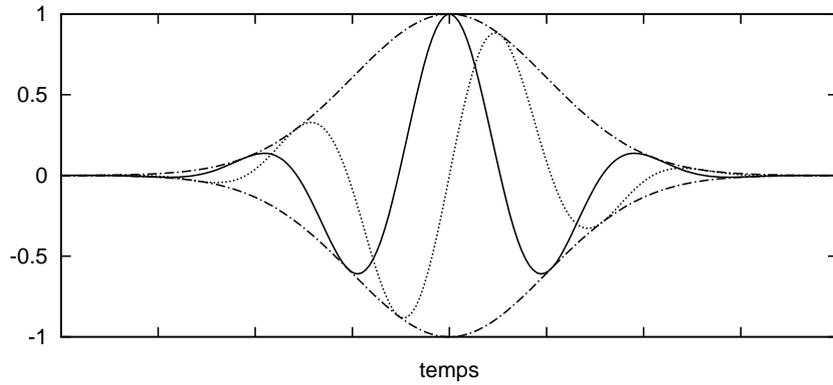


Figure II.8 – Ondelette de Morlet, — partie réelle, \dots partie imaginaire, $-\cdot-$ enveloppe.

L'algorithme proposé par Nita [61] se présente de la façon suivante :

1. Se donner une grille temporelle régulière sur laquelle interpoler le signal d'origine. Le choix de cette grille peut-être réalisé par une étude préalable des temps d'arrivée des échantillons. Il convient de choisir un nombre de points N en puissance de 2, de telle sorte qu'il soit possible de définir une discrétisation dyadique du demi plan $\{a - t\}$. Ainsi le nombre d'échelles à résoudre sera $J = \frac{\ln(N)}{\ln(2)}$ et le nombre de translations à effectuer à l'échelle j sera $M_j = \frac{N}{2^j} \forall j \in [0, J]$.
2. Initialiser les \tilde{u}_{jk} à 0 et définir une erreur de reconstruction :

$$e(t_i) = u(t_i) - \sum_j \sum_k \Re(\tilde{u}_{jk} \psi_{jk}(t)).$$

3. Pour chaque niveau de résolution j variant entre J et 0

Pour chaque ondelette tradatée k de niveau j , k variant entre 0 et $M_j - 1$.

S'il existe au moins N_{min} échantillons disponibles sur le support temporel de l'ondelette analysante

- (a) Calculer l'incrément $\Delta \tilde{u}_{jk}$ du coefficient \tilde{u}_{jk} en résolvant le système linéaire surdéterminé à N équations :

$$e(t_i) = \Re(\Delta\tilde{u}_{jk}\psi_{jk}(t_i))$$

(b) Calculer la nouvelle erreur de reconstruction :

$$e_{new}(t_i) = e(t_i) - \Re(\Delta\tilde{u}_{jk}\psi_{jk}(t_i))$$

(c) Valider l'incrément $\Delta\tilde{u}_{jk}$ s'il minimise la nouvelle erreur de reconstruction. Si $\|e_{new}\| < \|e\|$ alors :

$$e = e_{new}$$

$$\tilde{u}_{jk} = \tilde{u}_{jk} + \Delta\tilde{u}_{jk}$$

4. Itérer jusqu'à ce que l'erreur de reconstruction atteigne un seuil choisi.

5. Reconstruire le signal interpolé grâce à II.10 :

$$\hat{u}(t) = \sum_j \sum_k \Re(\tilde{u}_{jk}\psi_{jk}(t))$$

La figure II.9 représente la structure pyramidale de l'algorithme d'estimation des coefficients d'ondelettes. On voit nettement que pour les grandes échelles (i.e. basses fréquences), tous les échantillons vont contribuer à l'estimation des coefficients correspondants. En revanche en ce qui concerne les hautes fréquences, seuls les coefficients où l'information est disponible seront calculés.

Exemples de reconstruction et estimation spectrale

Dans sa thèse, Nita [61] a testé son algorithme sur un signal de bruit blanc gaussien échantillonné aléatoirement. Ce signal est ensuite passé au travers d'un filtre possédant deux fréquences de résonance.

Ses résultats montrent la capacité de la méthode à recouvrer le spectre original jusqu'à deux fois la fréquence d'échantillonnage moyenne (qui correspond à la bande de fréquence couverte par les ondelettes de niveau J). Cependant dans ce cas précis, la reconstruction du signal peut certainement avoir été facilitée par le caractère sinusoïdal du signal choisi par Nita. C'est pourquoi nous avons choisi de tester la méthode sur des signaux mesurés correspondant plus aux types de signaux rencontrés en mécanique de fluides. Les données utilisées pour évaluer les performances de la reconstruction par ondelettes sont celles reportées par Nobach et al [64]. Ces données font partie intégrante d'une base de donnée plus large appelée "Benchmark test" mise à disposition de la communauté¹.

1. <http://ldvproc.nambis.de/>

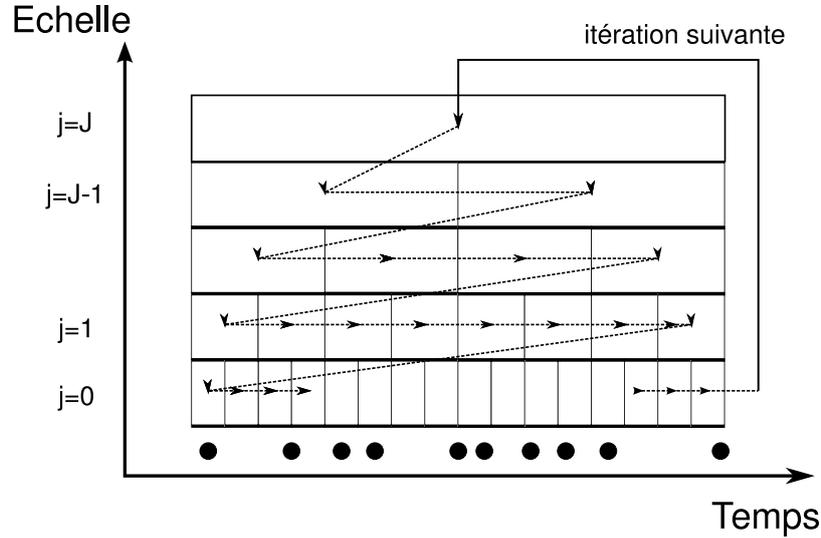


Figure II.9 – Structure de l'algorithme de reconstruction sur la grille dyadique. Chaque case représente un coefficient \tilde{u}_{jk} . Les points noirs \bullet représentent les échantillons initialement disponibles.

Signal fil chaud aléatoirement sous-échantillonné

Nous allons dans un premier temps tester la pertinence de la méthode, en essayant de reconstruire un signal issu de mesures par fil chaud, arbitrairement sous-échantillonné. Le signal choisi est issu des travaux de Nobach et al [64] en jet subsonique libre. Il s'agit d'un signal de mesure par fil chaud de la composante longitudinale de la vitesse dans la zone de mélange du jet. La fréquence d'acquisition du signal est de 20 kHz et le point de mesure est situé à $6D$ de la sortie de la tuyère et à $3D$ de l'axe. Le nombre de Reynolds du jet est de l'ordre de 40000. Nous sous-échantillonnons aléatoirement le signal selon une loi uniforme à hauteur de 50%, sa fréquence moyenne d'échantillonnage est alors d'environ 10 kHz.

Il convient alors de fixer les paramètres utilisés dans l'algorithme de reconstruction. On définit le support temporel de l'ondelette, sur lequel un nombre minimum de point N_{min} est jugé nécessaire au calcul du coefficient, comme le "e-folding time" de l'ondelette (à savoir $\sqrt{2}a_{jk}$ pour l'ondelette de Morlet [60]). Le nombre de points minimum N_{min} est défini égal à deux, respectant ainsi le critère de Shannon. La grille de reconstruction est choisie identique à la grille du signal original.

La reconstruction est présentée sur la figure II.10. On remarque que les oscillations basses

fréquences du signal original sont aisément représentées. Ceci vient du fait que pour calculer les coefficients d'ondelettes représentant les grandes échelles tous les échantillons sont utilisés. Les fréquences plus élevées sont elles aussi bien représentées pour peu que suffisamment d'échantillons initiaux soient disponibles. De même que Kaleva et al [63], les plus grands écarts observables entre le signal reconstruit et le signal original sont évidemment localisés aux endroits où l'information est moins dense. Néanmoins, le principe itératif de la méthode proposée ici semble rendre ces oscillations beaucoup plus faibles et la reconstruction beaucoup plus fidèle que celles obtenues par Kaleva et al. [63].

L'analyse spectrale du signal original ainsi que du signal reconstruit est présentée figure II.10. La comparaison des deux spectres corrobore les observations effectuées dans le domaine temporel. En effet, dans les basses fréquences le spectre du signal reconstruit suit parfaitement le spectre du signal original et les bonnes amplitudes sont recouvrées. En ce qui concerne les hautes fréquences, l'algorithme n'a été capable de recouvrer de l'information seulement jusqu'à une fréquence d'environ 5 kHz, ce qui est cohérent avec le critère de Shanon étant donné que la fréquence moyenne d'échantillonnage moyenne est de 10 kHz. De ce fait, la remontée du spectre au-delà de 5 kHz pourrait être attribué à un phénomène de recouvrement lié à la constructions de fluctuations inexistantes dans le signal d'origine. Afin d'évaluer les performances de cet estimateur, le spectre estimé par la méthode du "fuzzy slotting" est aussi tracé sur la figure II.10. La variance de cet estimateur pour les hautes fréquences fait qu'il ne capture pas mieux l'information disponible.

Nous souhaitons étudier maintenant l'influence du choix de l'ondelette sur la reconstruction du signal et son estimation spectrale. L'ondelette de Morlet, bien qu'utilisée avec succès par Nita [61], présente un support temporel relativement long et un support fréquentiel très étroit. Il pourrait être intéressant que l'ondelette analysante possède un support temporel plus court afin d'ajouter moins d'oscillations au signal reconstruit. L'ondelette de Paul, représentée figure II.11, possède un tel support. L'ondelette de Paul d'ordre m est donnée par la formule suivante :

$$\psi(t) = \frac{2^m \sqrt{-1}^m m!}{\sqrt{\pi(2m)!}} (1 - \sqrt{-1}t)^{-(m+1)} \quad (\text{II.12})$$

Le signal reconstruit avec l'utilisation de l'ondelette de Paul d'ordre 4 est présenté sur la figure II.11 avec le même intervalle temporel que pour l'ondelette de Morlet. Les informations basses fréquences sont encore très bien représentées par le signal reconstruit. La différence majeure s'observe aux endroits de faible densité d'information initiale. En effet, l'ondelette de Paul possédant un caractère moins oscillatoire que l'ondelette de Morlet, le signal original

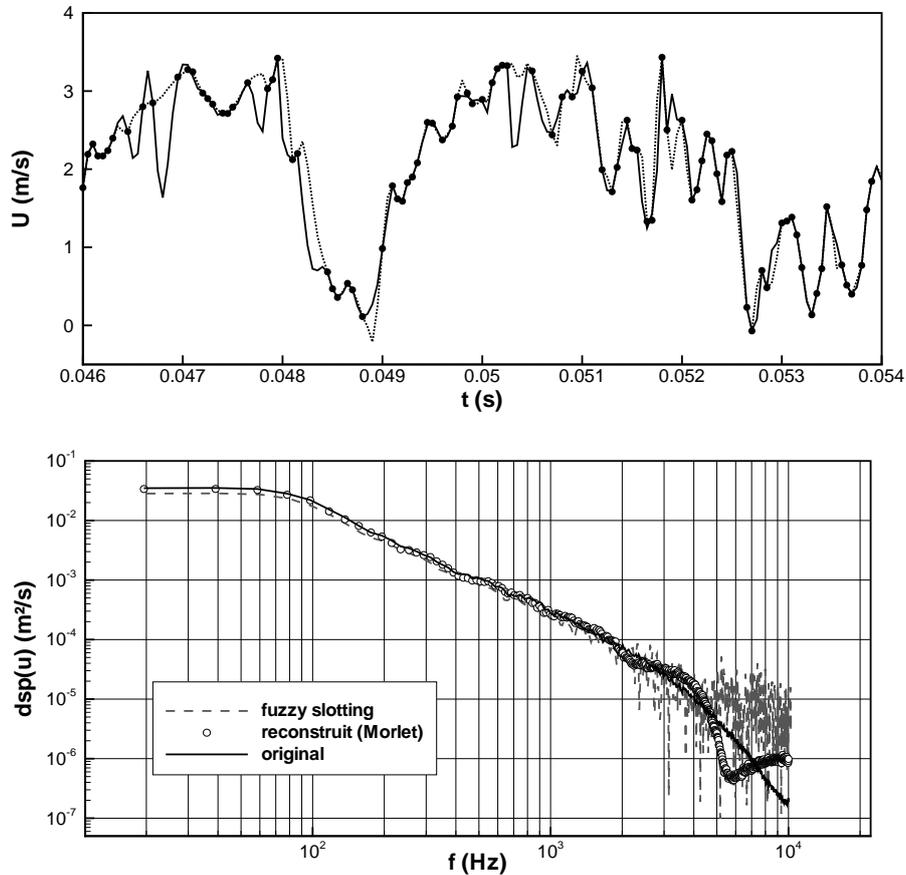


Figure II.10 – Haut : reconstruction du signal de fil chaud sous-échantillonné grâce à l'ondelette de Morlet. \cdots signal original, \bullet échantillons sélectionnés, $—$ signal reconstruit. Bas : spectres correspondants.

n'est quasiment plus surestimé. Le spectre du signal reconstruit reproduit parfaitement les composantes basses fréquences du signal et une nette amélioration est obtenue pour les hautes fréquences, comme le montre la figure II.12.

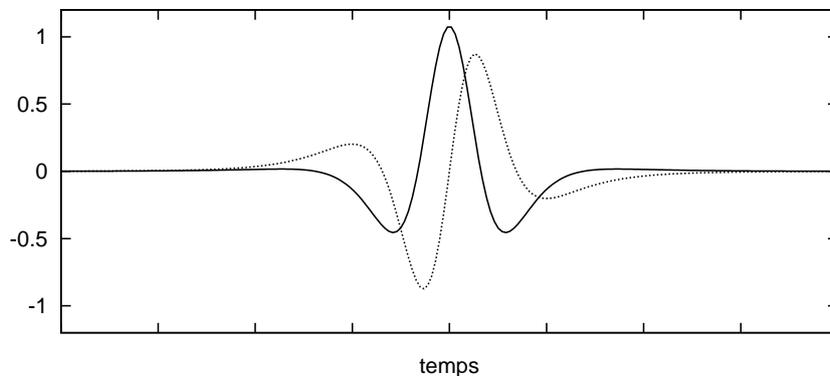


Figure II.11 – Ondelette de Paul ordre 4, — partie réelle, \cdots partie imaginaire

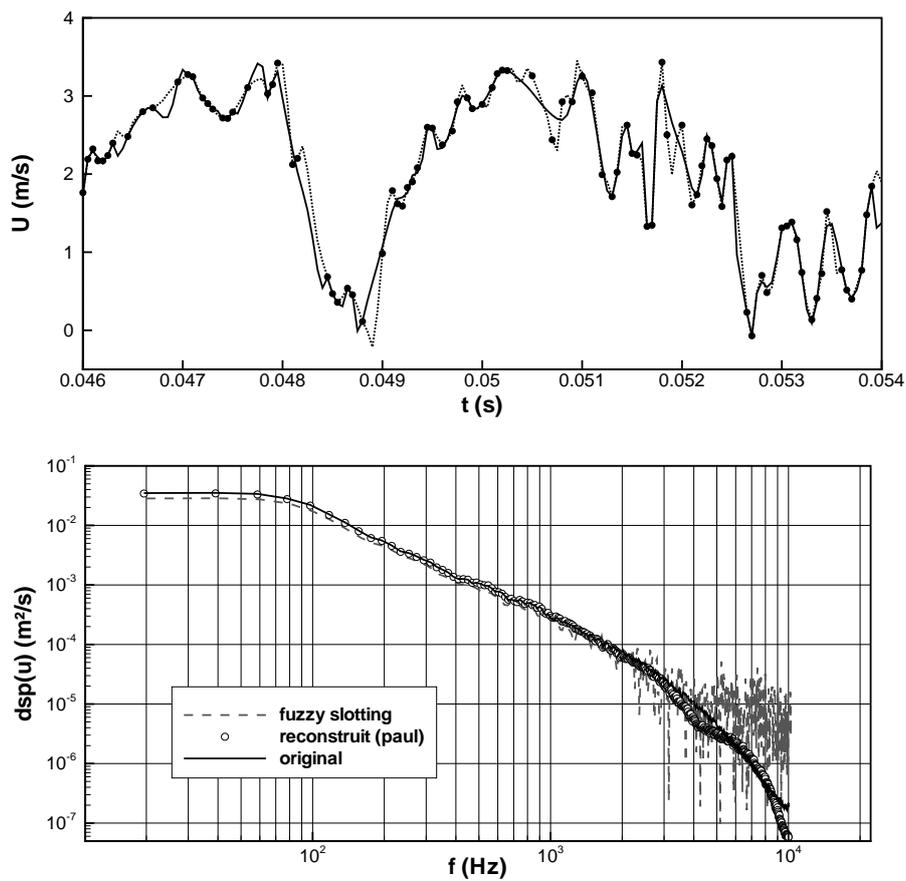


Figure II.12 – Haut : Reconstruction du signal de fil chaud sous-échantillonné grâce à l'ondelette de Paul. \cdots signal originel, \bullet échantillons sélectionnés, — signal reconstruit. Bas : spectres correspondants

Signal LDV une composante

Nous allons maintenant appliquer l’algorithme de reconstruction à un signal LDV. Le signal utilisé est, comme le signal fil chaud précédent, issu des travaux de Nobach et al. [64]. La mesure est effectuée au même point que la mesure par fil chaud, nous pourrions donc directement comparer les spectres estimés obtenus avec celui obtenu du fil chaud. Le signal LDV est échantillonné à une fréquence moyenne de 7 kHz mais l’étude des temps d’arrivée II.13 montre que plus de 50% des échantillons ont un écart de temps d’arrivée inférieur à 0.1 ms. On choisira donc de reconstruire le signal sur une grille régulière échantillonnée à 20 kHz afin de tirer au mieux profit de l’échantillonnage aléatoire du signal.

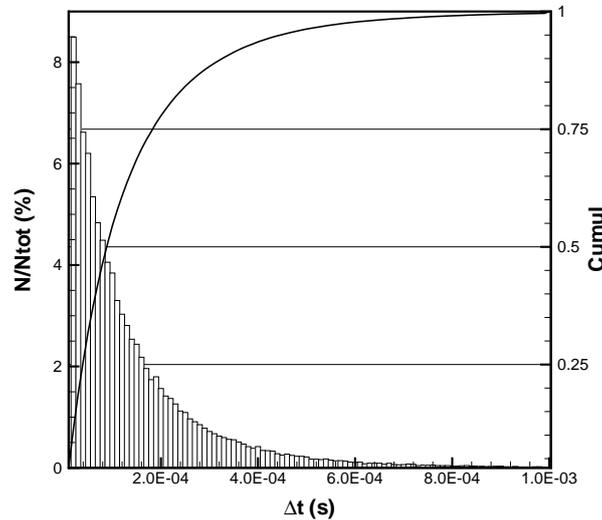


Figure II.13 – Histogramme des intervalles de temps entre deux échantillons consécutifs.

La reconstruction du signal LDV qui a été obtenue en utilisant l’ondelette de Paul est présentée figure II.14. Le signal reconstruit passe par la majorité des points disponibles dans le signal d’origine mais certaines échelles sont surestimées, ce que l’on observe sur le spectre correspondant.

La difficulté provient des endroits dans le signal où l’écart de temps entre deux échantillons est grand comme juste à côté de $t = 2.276s$ dans la figure II.14. Ce comportement est toutefois conforme à ce que calcule l’algorithme, en effet ces échelles sont calculées car il existe bien $N_{min} = 2$ points dans le support temporel de l’ondelette.

Afin d’illustrer ceci, un exemple est donné figure II.15. Deux échantillons sont placés dans le support temporel de l’ondelette pour une échelle donnée, et une interpolation du signal est effectuée grâce à cette ondelette. Seulement, les points disponibles sont situés aux extrémités

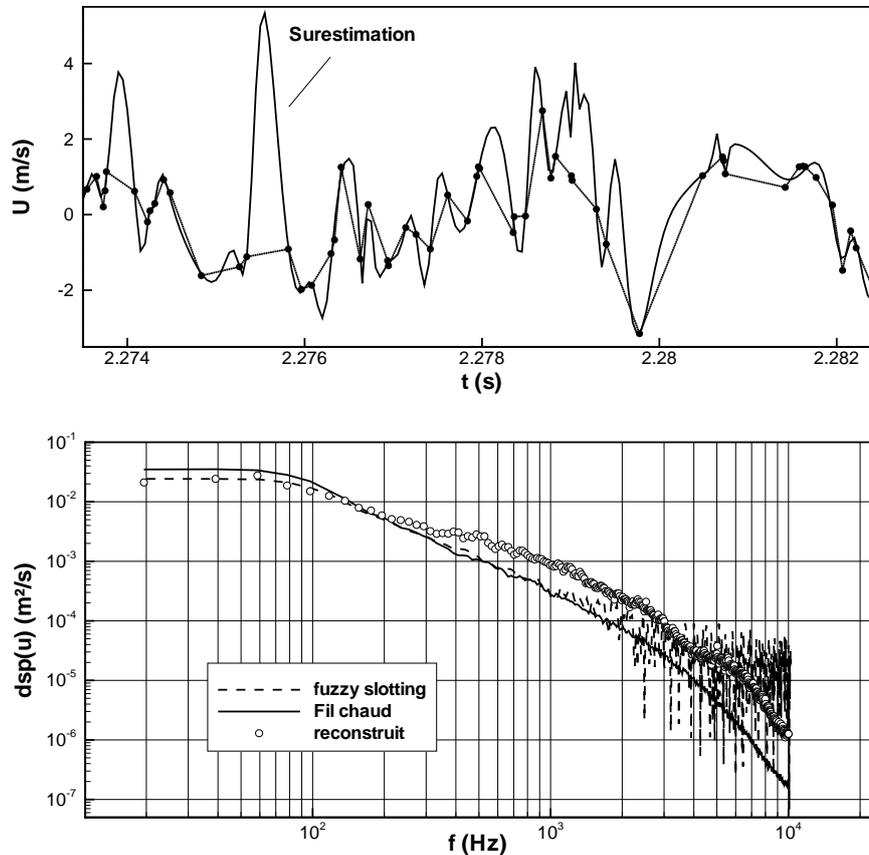


Figure II.14 – Haut : reconstruction du signal LDV. • échantillons reliés par des pointillés, — signal reconstruit. Bas : spectres correspondants. Support d’ondelette initial.

du support temporel de l’ondelette, il en résulte une oscillation du signal reconstruit entre ces deux points. L’existence de points intermédiaires aurait permis de mieux calculer cette échelle, contrecarrant cette oscillation.

Plusieurs solutions sont envisageables pour éviter ce genre de problèmes. Par exemple en augmentant le nombre de points N_{min} nécessaires à l’estimation d’un coefficient pour une échelle donnée. Mais les plus petites échelles ne seront donc jamais estimées et l’information en hautes fréquences sera alors perdue. La solution que nous avons retenue consiste à estimer le coefficient si les N_{min} points existants sont présents dans un intervalle de temps plus court, ce qui permet de mieux estimer le coefficient d’ondelette. Nous avons donc choisi de simplement réduire cet intervalle de moitié. La reconstruction obtenue est présentée sur la figure II.16.

Le signal reconstruit ne présente plus de larges surestimations aux endroits où la densité

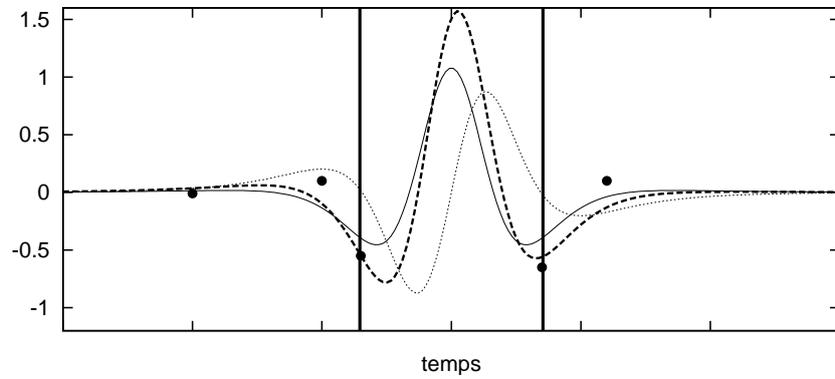


Figure II.15 – Exemple de reconstruction. ● échantillons disponibles, --- reconstruction. Les deux autres courbes représentent l'ondelette de Paul à l'échelle calculée.

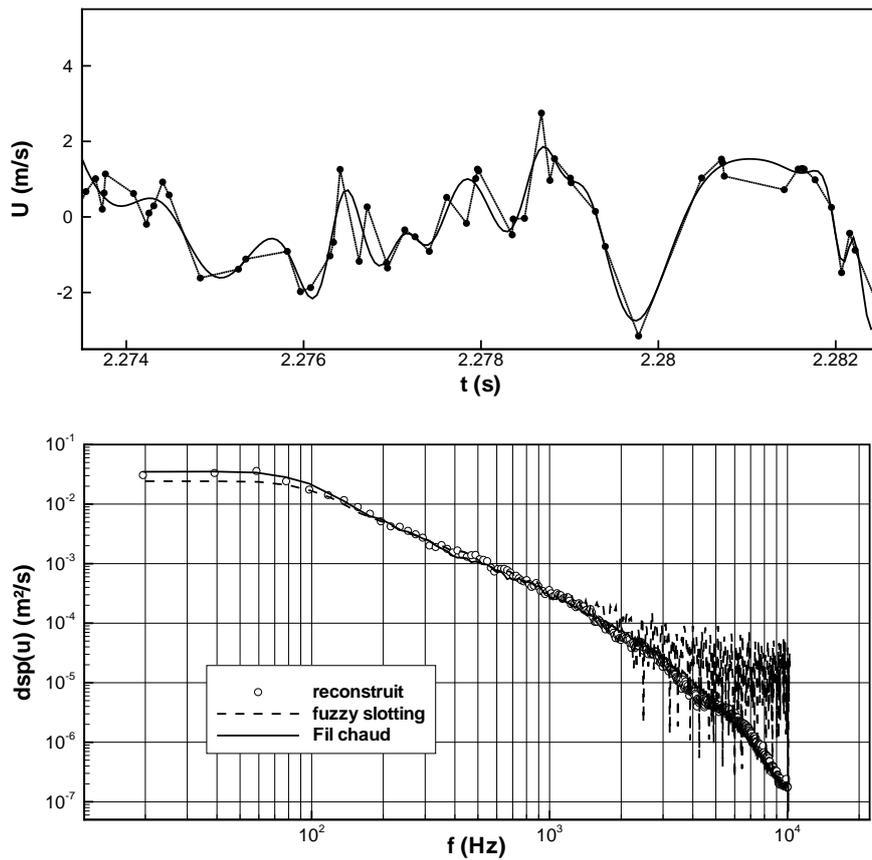


Figure II.16 – Haut : reconstruction du signal LDV, ● échantillons reliés par des pointillés, — signal reconstruit. Bas : spectres correspondants. Support d'ondelette réduit.

d'échantillons est plus faibles mais il ne passe évidemment plus par tous les échantillons disponibles. Néanmoins, la densité spectrale de puissance du signal reconstruit est quasiment identique à celle obtenue par fil chaud, ce qui donne une bonne confiance dans la qualité de la reconstruction du signal. A titre de comparaison le spectre estimé par la méthode du "fuzzy slotting" est aussi tracé sur la figure II.16, ainsi il semblerait que la technique de reconstruction proposée ici améliore sensiblement l'estimation spectrale hautes fréquences.

De plus, nous avons choisi d'effectuer la reconstruction sur une grille de 131072 points ce qui représente 6.5 s de signal. La moitié des points du signal LDV a été utilisée alors que le spectre estimé par "fuzzy slotting" a bénéficié de tous les points disponibles.

5 Conclusion

Les dispositifs expérimentaux utilisés durant ces travaux ont été présentés. Les divers moyens de mesure et de visualisation ont été décrits ainsi que les techniques de dépouillement usuels associées.

Une attention particulière a été portée quant à l'estimation spectrale de signaux LDV qui est un problème récurrent de ce type de mesure à cause de l'échantillonnage aléatoire. Une méthode de reconstruction de signal basée sur la transformée en ondelette a été proposée et mise en oeuvre sur un cas test. Cette technique montre une grande précision de l'estimation spectrale pour les basses fréquences et permet de plus l'estimation du contenu fréquentiel d'un signal LDV même avec peu d'échantillons.

De plus, l'emploi de cette technique de reconstruction permettrait de faciliter l'analyse d'acquisition simultanée de type pression-vitesse, en effet il serait alors possible de choisir l'échantillonnage de la mesure de pression comme base temporelle de reconstruction. Ainsi, les signaux de vitesse et de pression seraient connus aux mêmes instants.

Le chapitre suivant sera consacré à la description topologique des jets naturel et manipulés. L'étude sera menée en parallèle ce qui va permettre de bien mettre en évidence l'influence du jet secondaire de contrôle sur la structure de l'écoulement principal.

Chapitre III

Description topologique des écoulements

Nous consacrerons ce chapitre à la description topologique des écoulements naturel et vectorisés. Nous étudierons dans un premier temps la structure des décollements. Ensuite nous dégagerons l'effet de la manipulation sur la structure du réseau d'ondes de choc-détentes du jet et sur les champs moyens de vitesse. Finalement, nous étudierons l'impact du soufflage sur la couche de mélange en aval de l'actionneur.

Afin de mieux faire ressortir l'effet de la vectorisation, les résultats seront le plus souvent possible présentés de façon parallèle entre le jet naturel et les différents jets manipulés.

1 Spectres des lignes de frottement pariétales

Les spectres des lignes de frottement pariétales sont regroupés sur la figure [III.1](#) pour les différents taux d'injection étudiés. Il est possible, en s'intéressant à la topologie des décollements en aval de la fente d'injection, de distinguer deux régimes différents de décollements. Pour les faibles taux d'injection, l'écoulement semble attaché à la paroi alors que pour les plus forts taux d'injection un décollement massif est observé.

La figure [III.2](#) représente l'interprétation du spectre des lignes de frottement pour les faibles taux d'injection $q_{inj}/Q < 0.63\%$. Une ligne de séparation est clairement visible sur la partie amont du divergent, indiquant le décollement de la couche limite. Seulement, l'obstacle formé par le jet secondaire n'est pas d'une amplitude suffisante pour faire remonter le décollement en amont de l'arête du divergent. Le décollement reste donc confiné sur le divergent. On remarque l'existence d'effets de bords mais qui semblent relativement faibles pour ces régimes. Sur la partie avale, la couche limite semble avoir recollé à la paroi puisqu'aucune ligne d'émission n'est visible.

Chapitre III. Description topologique des écoulements

La géométrie du décollement est différente pour les taux d'injection plus élevés. Tout d'abord, une ligne de séparation située près de la fente de soufflage montre que la couche limite ne recolle plus sur la partie avale du divergent, et de l'air extérieur vient recirculer dans cette partie de l'écoulement. Les effets de bords deviennent très importants sur la partie amont, le foyer occupe quasiment un quart de la largeur de la tuyère. Une ligne de séparation semble se situer à mi-chemin entre l'arête du divergent et la fente de soufflage. On remarque de plus la faible sensibilité de la géométrie du décollement au taux d'injection.

A première vue, on n'observe pas d'autre ligne de séparation en amont de l'arête du divergent, ce qui laisse à penser que le décollement de la couche limite ne remonte pas plus en amont dans la tuyère. Cette observation est toutefois incohérente avec les études de Spaid et Zukoski [8] et de Zukoski [7]. Ils ont en effet montré que le décollement créé par un jet transverse est comparable à celui existant au-devant d'une marche montante. La position du point de séparation est principalement piloté par la hauteur de l'obstacle (si celui-ci se dégage suffisamment de la couche limite). Il n'y aurait donc aucune raison pour que le décollement reste confiné sur le divergent dans notre étude.

L'observation des lignes de frottement sur les parois verticales semble confirmer l'existence d'une perturbation bien en amont de l'arête du divergent, localisée dans les coins de la tuyère. Le fait que l'on ne visualise pas la partie la plus amont du décollement peut provenir du fait que l'enduit a été déposé avant la mise en route de soufflerie. L'amorçage de la tuyère a pu faire s'accumuler l'enduit en aval, l'arête empêchant l'enduit de remonter une fois l'écoulement en place. Une interprétation des lignes de frottement est donnée figure III.3 pour ces régimes.

La présence du divergent ne semble pas empêcher le décollement de remonter dans la tuyère. Il est toutefois probable qu'un phénomène de seuil existe lorsque le décollement de la couche limite tend à passer d'un côté ou de l'autre de l'arête. Cet effet de seuil pourrait provenir de la variation brutale des conditions amont imposée par la détente, et le changement de régime de choc associé.

III.1 Spectres des lignes de frottement pariétales

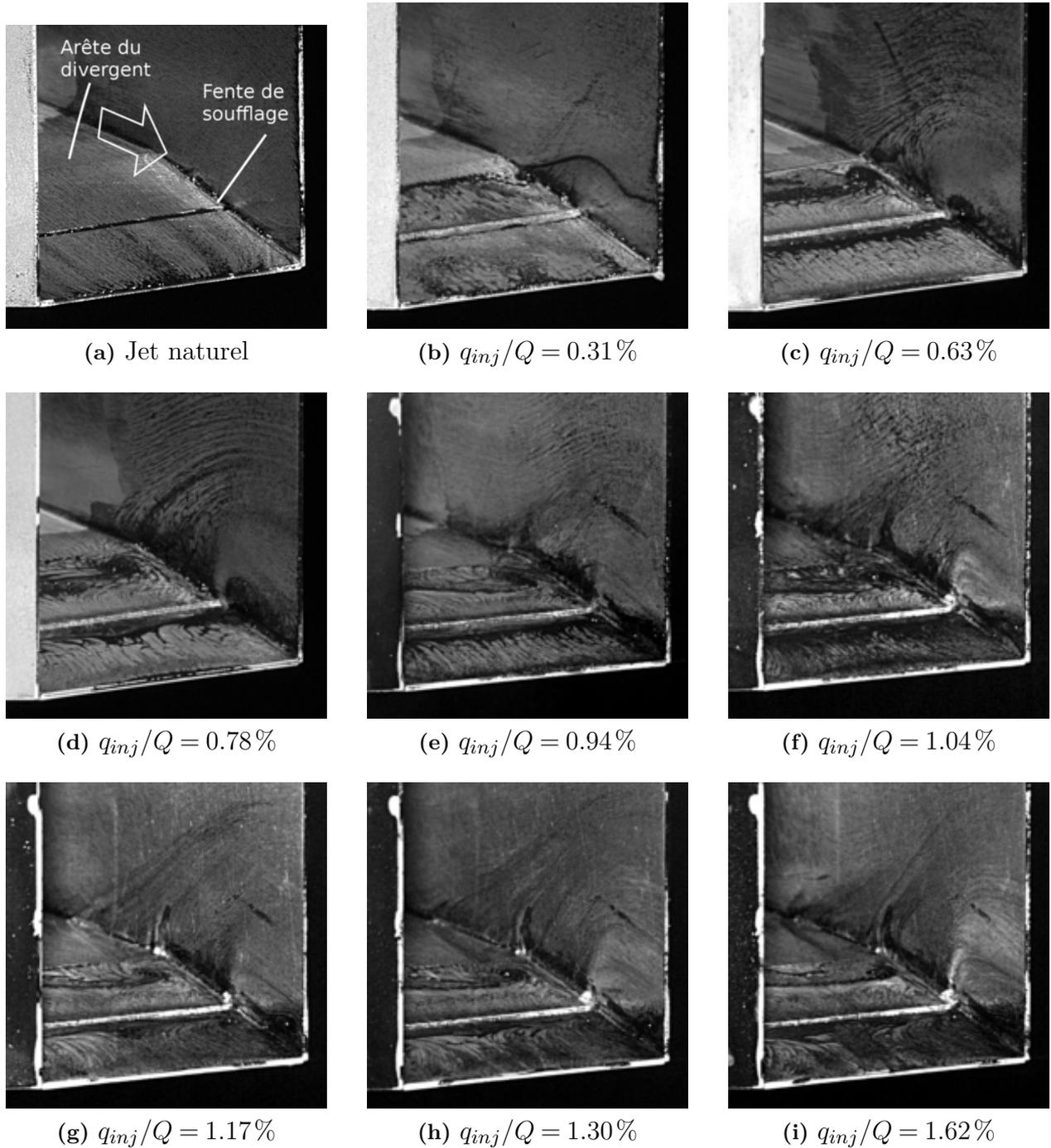


Figure III.1 – Structure du décollement piloté pour différents cas de contrôle.

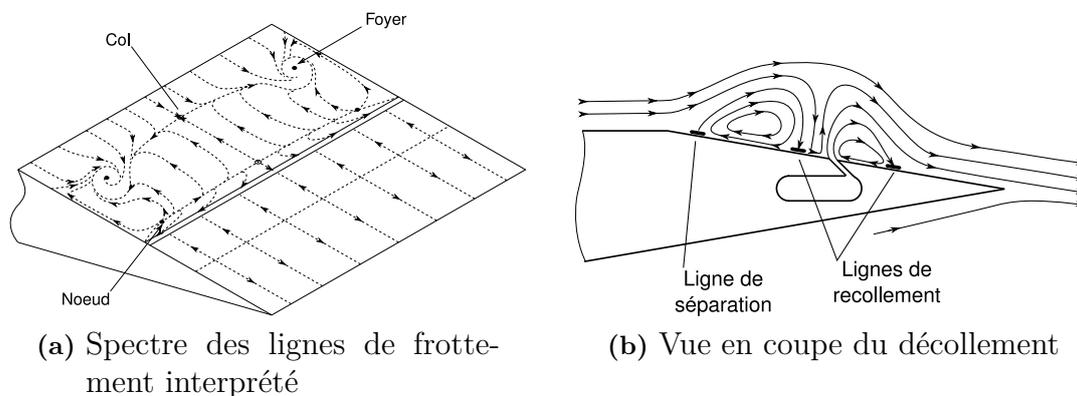


Figure III.2 – Décollement aux faibles taux d'injection

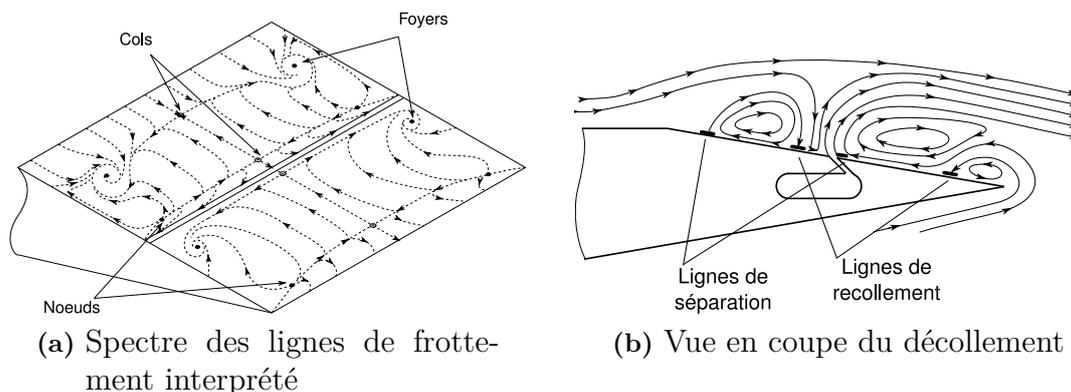


Figure III.3 – Décollement aux forts taux d'injection

2 Structure de choc

Nous consacrerons cette section du document à la description du système d'ondes de choc-détentes des différents jets dont nous sommes en présence. Une première partie sera consacrée au jet naturel afin d'introduire ses particularités. Ensuite l'impact de la vectorisation sur le réseau d'ondes de choc-détentes sera décrit pour les différents taux d'injection investigués.

2.1 Le jet naturel

Les modifications apportées à la buse afin de manipuler le jet primaire ont un impact capital sur la topologie de l'écoulement. En effet, l'ajout des divergents oblige l'écoulement à amorcer une détente en proche sortie de la buse. Si l'on tient compte de la faible longueur

de ces divergents au regard de la grande dimension de la tuyère, l'écoulement doit poursuivre sa détente au-dehors de la tuyère. Ainsi le jet naturel ne pourra jamais être uniformément adapté et sera toujours plus détendu à ses extrémités qu'en son centre. Afin de mieux visualiser l'adaptation particulière du jet, les résultats d'un calcul de l'écoulement en sortie de tuyère par méthode des caractéristiques 2D sont donnés figure III.4. Ainsi on voit bien que le nombre de Mach de l'écoulement dans la section de sortie n'est pas le même dans toute la section d'éjection.

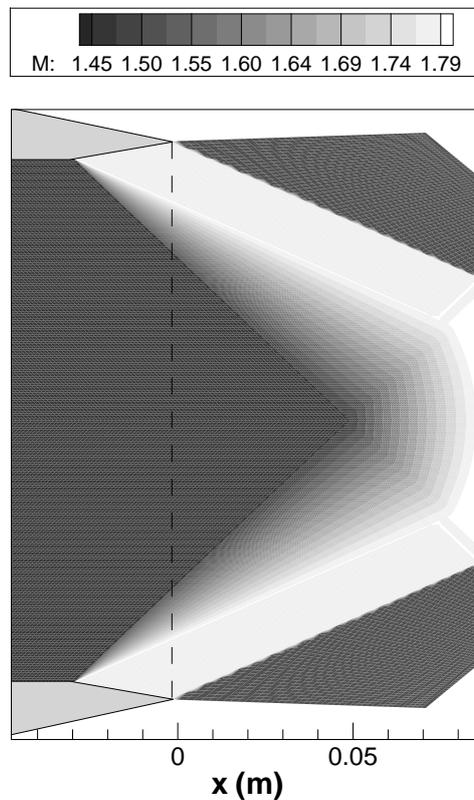


Figure III.4 – Régime d'adaptation du jet naturel. Isocontours du nombre de Mach (Méthodes des caractéristiques)

En comparant les résultats issus du calcul précédent avec une strioscopie moyenne III.5a, on observe que le réseau réel d'ondes de choc du jet est gouverné par l'existence d'effets tridimensionnels : le jet est légèrement sous-détendu au centre et les réflexions des ondes de détente de réadaptation sur les couches de mélange latérales imposent au réseau de choc un motif que le calcul précédent n'a pas pu représenter. Les effets combinés de l'adaptation irrégulière et du régime de détente tridimensionnel procurent au jet un réseau de chocs-détentes particulier

qui se compose de chocs d'adaptation qui se réfléchissent au centre de jet, et aussi d'un réseau secondaire que l'on n'observe habituellement pas sur un jet rectangulaire supersonique [31, 33]. On observe donc des cellules organisées en chevrons plutôt qu'en diamant.

On remarque toutefois sur la strioscopie moyenne que les ondes de chocs secondaires semblent moins nettes que les ondes de chocs d'adaptation. Cela peut provenir, soit de l'instationnarité de ces ondes, l'effet de flou serait alors dû au mouvement du choc pendant la prise de vue; soit parce qu'il s'agit en fait d'inhomogénéités dans la direction transverse, intégrées sur le chemin optique. La strioscopie instantanée présentée sur la figure III.5b montre qu'il s'agit probablement des deux à la fois.

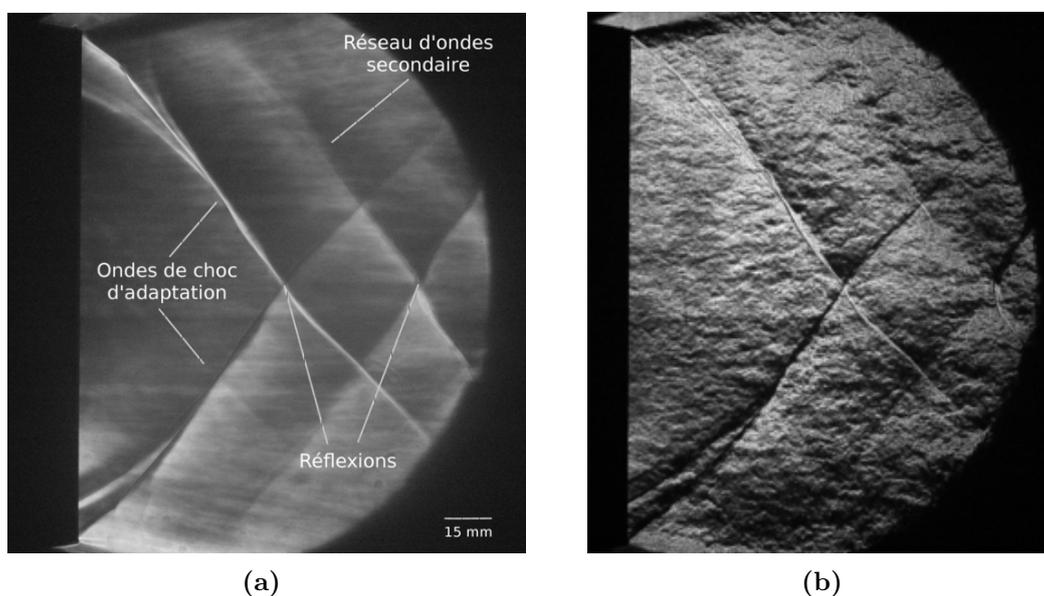


Figure III.5 – Strioscopie moyenne (a) et instantanée (b) du jet naturel, vue du grand côté

On se trouve donc en présence d'un jet d'une grande complexité dont la structure de choc est gouvernée par les effets combinés du facteur de forme de la tuyère et de son adaptation irrégulière. Le paragraphe suivant est consacré à l'étude de la structure de choc des jets manipulés.

2.2 Les jets manipulés

La figure III.7 représente les strioscopies moyennes obtenues pour les différents taux d'injection étudiés. On observe dans un premier temps l'apparition d'une onde de choc supplémentaire dans le réseau décrit précédemment. Cette onde résulte de la déviation imposée à l'écoulement principal par le jet secondaire. Bien qu'aucune visualisation ne soit disponible à l'intérieur de la tuyère, il est probable que cette onde soit en lien direct avec le décollement de la couche

limite à l'intérieur de la tuyère. On fera donc référence à cette onde de choc comme "onde de choc d'injection" dans la suite du document. On remarque que plus le taux d'injection est élevé, plus la position de sortie de l'onde d'injection est "haut" dans la tuyère, et se rapproche du côté opposé. Ceci semble indiquer une certaine progressivité dans la manipulation du jet.

Pour des taux d'injection inférieurs à 0.63% (figure : III.7b), la faible intensité de l'onde de choc d'injection ne crée pas de perturbations importantes sur la structure du jet. Il est toujours possible d'identifier le réseau de choc du jet naturel. La structure des cellules s'en trouve tout de même légèrement dissymétrisée dans la partie inférieure. De même, la pression dans la tuyère ayant augmenté à la traversée de l'onde de choc d'injection, le régime d'adaptation sur la partie inférieure de la buse s'en trouve modifié. On remarque de plus que l'onde de choc d'adaptation n'est plus attenante à la lèvre de la buse, malgré le fait que l'écoulement soit recollé III.2. Ceci est certainement dû au flux d'air ajouté par le jet de soufflage.

Concernant les taux d'injections supérieurs, on observe une dissymétrisation progressive de la structure de chocs qui provient de l'augmentation de la pression au travers de l'onde choc d'injection et donc de la dissymétrie de l'adaptation du jet. On remarque que la réflexion des ondes de choc d'adaptation passe progressivement d'un régime de réflexion simple ($q_{inj}/Q \leq 0.94\%$) à un régime plus complexe où les ondes de choc réfléchies ne semblent plus visibles, ce qui s'accompagne d'une courbure de plus en plus prononcée du choc. Le réseau secondaire d'ondes de choc subit de grandes modifications pour les taux d'injection supérieurs à 1.04. Ces changements de structures doivent certainement être régis par les effets tridimensionnels et les changements induits dans les réflexions sur les couches de mélange latérales. Pour le taux d'injection le plus important, l'onde de choc d'injection est venue impacter la lèvre supérieure de la buse modifiant les caractéristiques d'adaptation sur l'entière section d'éjection de la tuyère. Il est alors probable que la tuyère ait été désamorcée.

Enfin, on remarque sur les strioscopies moyennes l'existence d'une seconde, voire d'une troisième onde de choc, quasi parallèles à l'onde de choc d'injection (voir figure III.6). Elles semblent émaner d'une perturbation située en aval de la première onde de choc. Cependant, les strioscopies instantanées ne semblent pas montrer l'existence de telles ondes. On ne distingue seulement qu'une légère trace de perturbation sur la figure III.6, laissant à penser que la perturbation est de très faible ampleur. Il est probable que cette perturbation soit la signature de la réflexion de l'onde d'injection sur les frontières fluides latérales du jet.

L'étude des visualisations strioscopiques a permis d'obtenir la structure de réseau d'ondes de choc-détentes du jet naturel et manipulé. Sa structure semble donc guidée par les effets combinés d'une adaptation particulière et de la tridimensionnalité de l'écoulement. De plus, cette étude a montré que les deux régimes de décollements observés à l'aide des spectres pariétaux, ont

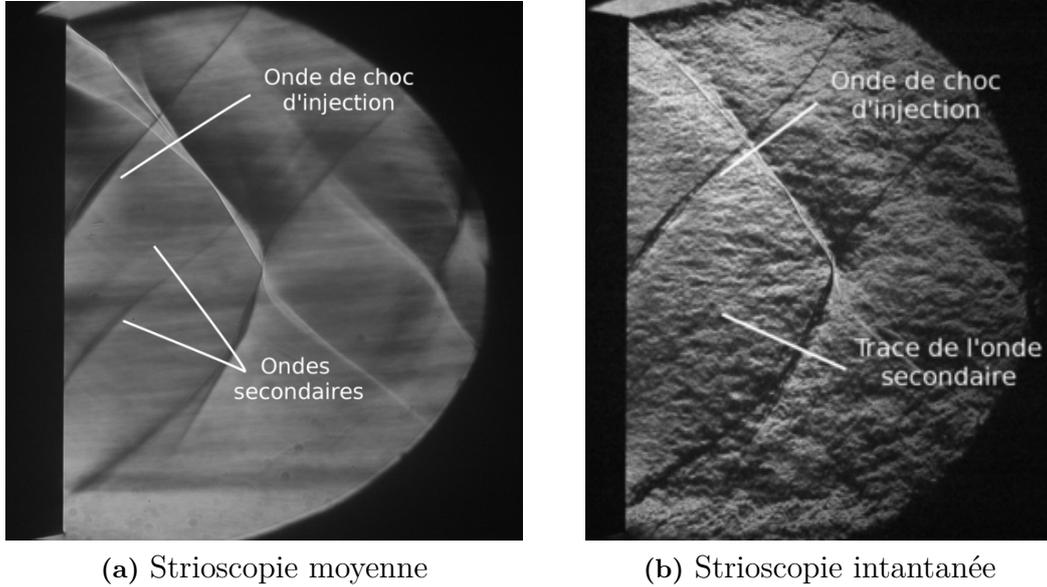


Figure III.6 – Comparaison des strioscopies instantanée et moyenne pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$

visiblement leurs analogues en termes de structure de choc.

3 Écoulement moyen dans le plan milieu du jet

Les champs de vitesse longitudinale moyenne, obtenus par PIV, pour différents cas de contrôle sont présentés sur la figure III.9. La vitesse est adimensionnée par la vitesse extérieure u_e et la vitesse de sortie du jet u_j de la façon suivante : $u^* = (u - u_e)/(u_j - u_e)$. Les dimensions sont adimensionnées par la largeur de la tuyère h . Dans un premier temps on remarque que le système de chocs observé grâce aux strioscopies est bien capturé par la mesure PIV. Ainsi le champ de vitesse longitudinale du jet naturel III.9a semble bien organisé en chevrons. La deuxième cellule du jet naturel est caractérisée par une réaccélération importante, la vitesse au sein de cette cellule est en effet plus de 20 % plus importante que la vitesse de sortie du jet. Alkisar et al [3] ont aussi observé ce comportement par des mesures PIV et pression Pitot sur un jet rectangulaire sous-détendu comparable au nôtre. Il semble donc que cela soit dû au caractère rectangulaire de la buse et provient d'une détente dans le sens transversal de l'écoulement. Le profil de vitesse longitudinale au centre du jet présenté figure III.8 illustre ce comportement. De plus, cette figure permet d'obtenir l'espacement intercellules du jet sur un domaine plus étendu que celui des strioscopies, à savoir $x/h \in [0; 9]$. Un bon accord entre visua-

III.3 Écoulement moyen dans le plan milieu du jet

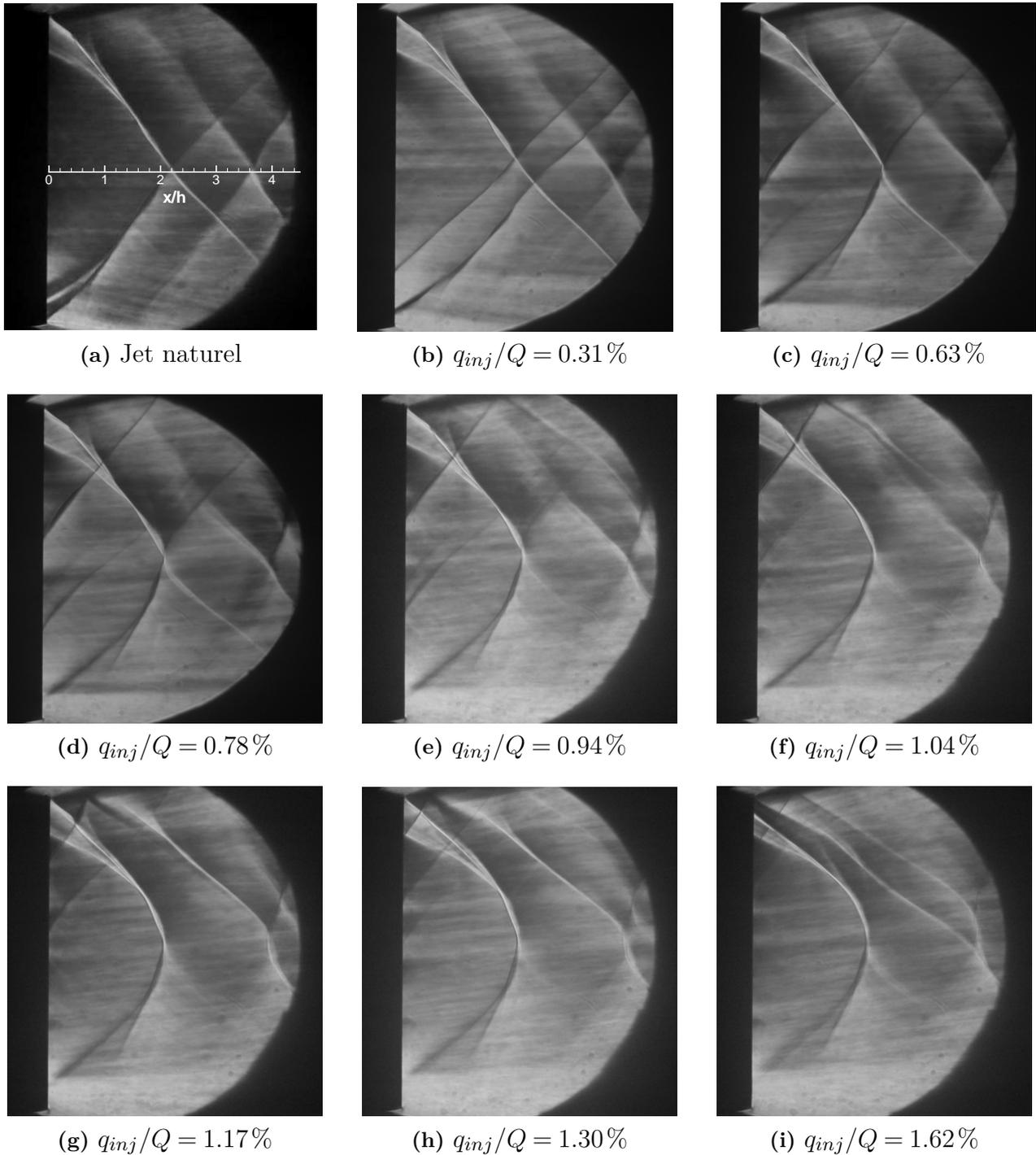


Figure III.7 – Structure du jet vectorisé pour les différents cas de contrôle.

lisation et mesure de vitesse est obtenu pour la localisation des ondes de choc. Ainsi, il semble que l'espacement intercellules n'est pas tout à fait régulier le long de l'axe. Ainsi la longueur

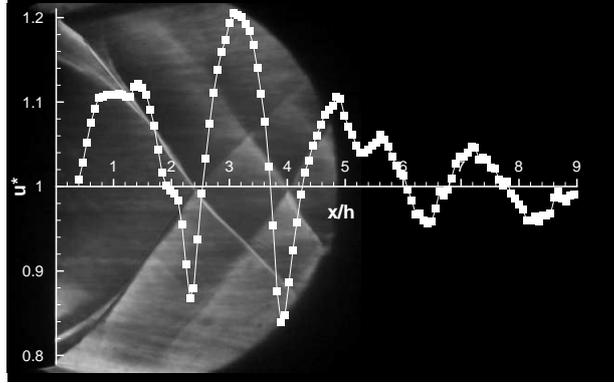


Figure III.8 – Profil de vitesse moyenne longitudinale au centre du jet non vectorisé superposé à une strioscopie moyenne.

adimensionnée de cellules vaut $L_s/h_{fe} = 2.2$ (h_{fe} est ici la largeur du jet parfaitement détendu) pour la première cellule, $L_s/h_{fe} = 1.5$ pour la seconde cellule, $L_s/h_{fe} = 2.41$ pour la troisième et $L_s/h_{fe} = 1.83$ pour la quatrième. Selon le modèle de Tam [30], l'espacement intercellules est directement lié à la largeur du jet et au nombre de Mach d'adaptation du jet, de sorte que pour la présente étude (à $M_{fe} = 1.52$), L_s/h_{fe} devrait être égal à 2.3. La longueur de la première et la troisième cellule de notre jet semble donc conforme à la théorie. En revanche, en ce qui concerne les deux autres, il est probable que l'irrégulière adaptation du jet joue un rôle crucial sur la longueur de ces cellules.

Outre ses effets sur la structure de choc, l'adaptation irrégulière du jet semble aussi affecter le champ de vitesse moyenne dans le plan médian du jet $z/h = 0$ (présenté figure III.9). En effet on remarque la présence, dans le champ de vitesse longitudinale, de zones de déficit de vitesse symétriquement réparties de part et d'autre de l'axe du jet à $y/h \simeq \pm 2$, comme si le coeur potentiel du jet se divise en trois parties en aval. Les champs de vitesse obtenus par Alkislar et al [3] ne montrent aucun signe de ce comportement, ce qui semble indiquer que cela provient bien de la présence des divergents en sortie de buse, c'est-à-dire de l'inhomogénéité de l'adaptation du jet dans le plan de sortie.

Les effets de la vectorisation sur le champ moyen de vitesse longitudinale semblent être fortement liés à la présence de l'onde de choc d'injection observée en strioscopie. On remarque le déplacement progressif des frontières du jet dans le sens vertical qui indique que l'on vectorise bien la poussée. Il semble en revanche délicat d'identifier les différents régimes de manipulation avec ces champs de vitesse comme avec les visualisations. On notera tout de même, l'organisation plus régulière des cellules (dans la direction de l'écoulement) pour le taux d'injection

III.3 Ecoulement moyen dans le plan milieu du jet

maximum. L'onde de choc d'injection ayant impacté la lèvre supérieure de la tuyère, la pression s'est probablement uniformisée dans le plan de sortie du jet, permettant à celui-ci de se développer plus conventionnellement.

Les champs de vitesse verticale adimensionnée $v^* = v/(u_j - u_e)$ sont présentés sur la figure III.10. On remarque que la présence des divergents en sortie de buse a induit dans le jet naturel la présence d'une forte composante verticale négative dans la zone inférieure du jet et respectivement positive dans la partie supérieure. Un des effets majeurs de la vectorisation sur le champ de vitesse est la compensation progressive de la composante de vitesse négative. De plus, la présence de l'onde de choc d'injection ajoute de la composante positive par déviation de l'écoulement à sa traversée. Comme sur les champs de vitesse longitudinale, il est difficile d'identifier les différents régimes de manipulation. On remarquera tout de même la présence plus importante de composante positive pour les plus forts taux d'injection.

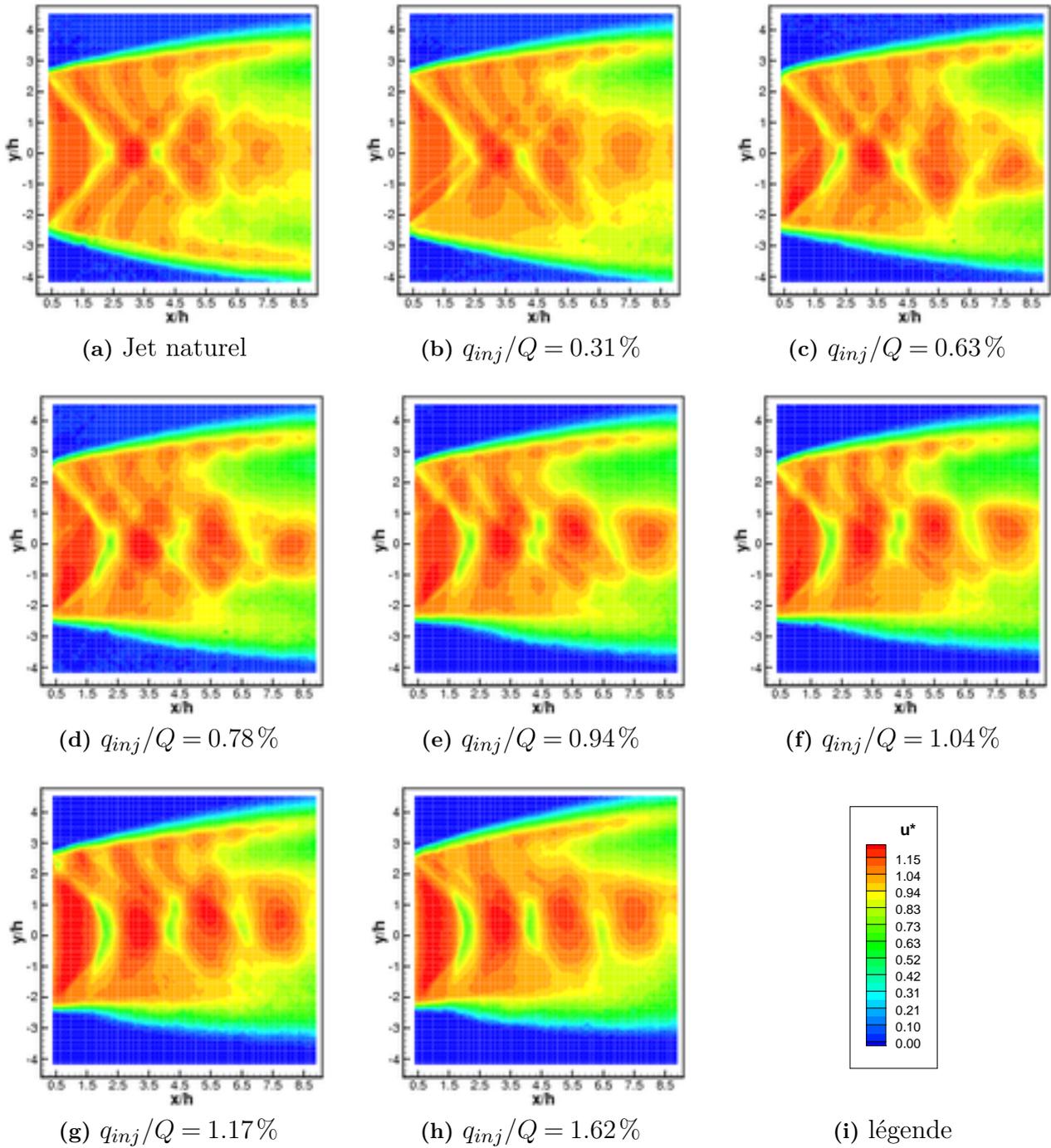


Figure III.9 – Champs de vitesse longitudinale adimensionnée u^* dans le plan $z = 0$.

III.3 Ecoulement moyen dans le plan milieu du jet

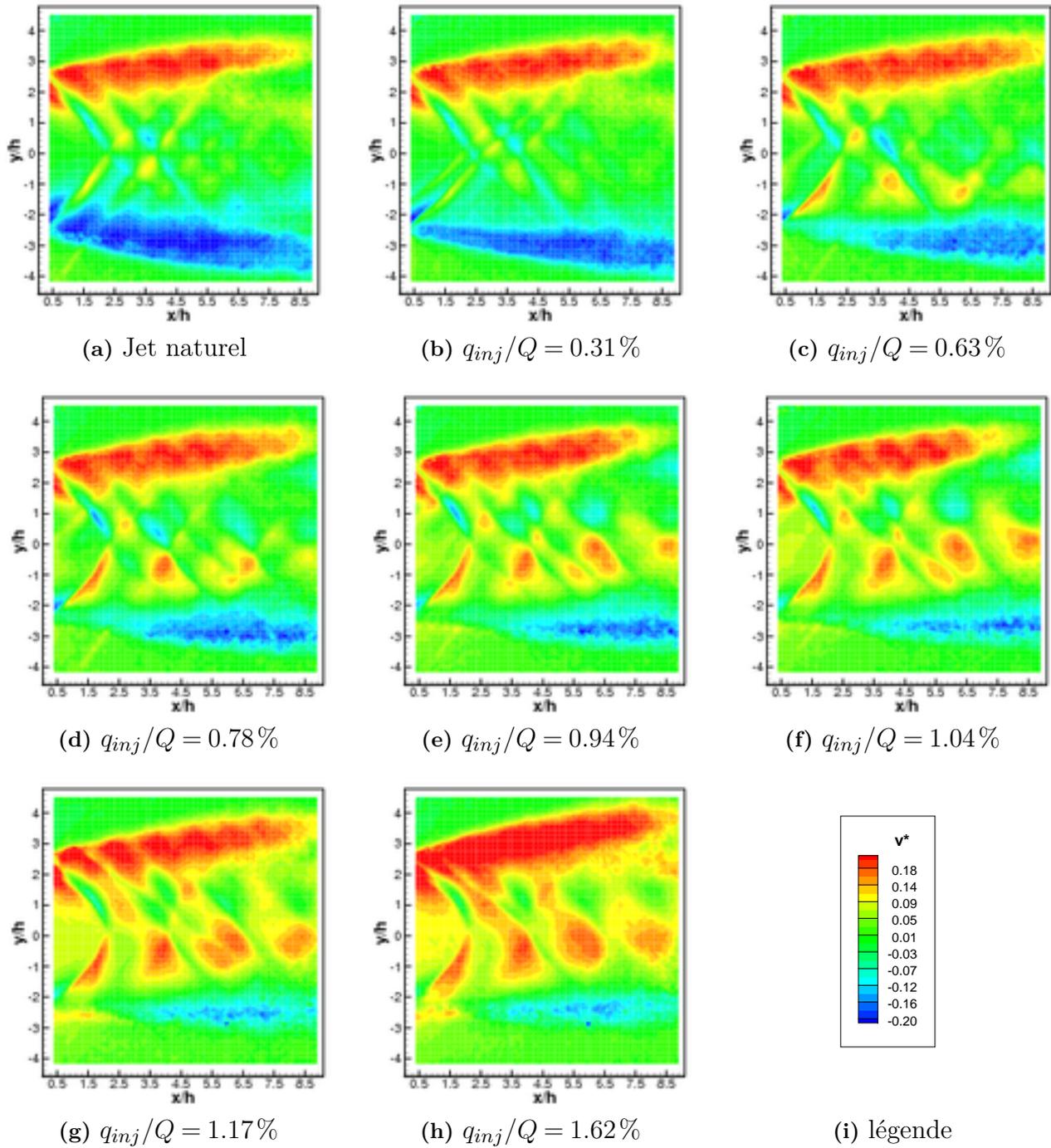


Figure III.10 – Champs de vitesse verticale adimensionnée v^* dans le plan $z = 0$.

3.1 Conclusion

L'étude des spectres pariétaux a montré l'existence de trois régimes de manipulation :

- un régime pour lequel l'actionneur provoque un décollement restreint ;
- un régime où le soufflage l'actionneur provoque un décollement ouvert ;
- un régime entraîne une obstruction telle que la tuyère se trouve probablement désamorcée.

Nous avons pu mettre en évidence l'impact important des divergents placés en fin de tuyère sur son régime d'adaptation et sa structure de choc. On a également pu remarquer que l'adaptation particulière du jet a une influence importante sur le champ moyen de vitesse dans le plan milieu du jet.

On a pu visualiser la déformation progressive de la structure de choc du jet en fonction du taux d'injection. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la limitation principale du système : l'impact du choc d'injection sur la paroi opposée de la tuyère.

Ce paragraphe nous a permis de décrire les champs moyens de vitesse obtenus par vélocimétrie par image de particule. On a pu mettre en évidence sur le champ de vitesse l'influence des conditions régnant en sortie de buse sur le jet naturel. On a pu montrer que la vectorisation implique une augmentation de la composante verticale au sein du jet et de compenser la détente due au divergent.

Ces champs de vitesses seront utilisés dans le chapitre IV afin de quantifier la vectorisation du jet. Le paragraphe suivant sera consacré à l'étude plus fine de l'écoulement dans le sillage de l'actionneur.

4 Ecoulement dans le sillage de l'actionneur

Les faibles taux d'injection semblant ne montrer que peu d'effet par rapport au jet naturel, nous avons choisi d'étudier plus finement l'écoulement dans le sillage de l'actionneur pour un taux d'injection égal à 0.78 % (qui correspond au second régime) et pour le régime désamorcé du taux d'injection maximal.

Nous présenterons dans un premier temps les comparaisons des grandeurs moyennes et turbulentes mesurées dans un profil en aval de l'actionneur en $x = h = 30mm$. Puis, nous insisterons sur les effets tridimensionnels en exposant les résultats issus de sondages dans la direction transverse à l'écoulement. Enfin, nous nous intéresserons à l'effet de la manipulation sur le contenu spectral des signaux de vitesse.

4.1 Grandeurs moyennes et turbulentes au centre du jet $z/h = 0$

4.1.1 Régime non vectorisé

La comparaison des grandeurs moyennes et turbulentes dans les couches de mélange manipulées et non manipulée est donnée figure III.12. Un adimensionnement classique de couche de mélange plane est utilisé pour la vitesse moyenne : $u^* = (u - u_2)/(u_1 - u_2)$ où u_1 est la vitesse de l'écoulement côté supersonique et u_2 côté subsonique. On détermine ensuite leur épaisseur à 10 % δ_{10} par interpolation et leur épaisseur de vorticité par régression sur un profil en $0.5 * (1 + \text{erf}((y - y_0)/\delta_\omega))$. Les valeurs obtenues pour l'épaisseur à 10% δ_{10} et l'épaisseur de vorticité δ_ω sont r group es dans le tableau suivant :

Epaisseurs (mm)	Naturel	$q_{inj}/Q = 0.78\%$	$q_{inj}/Q = 1.62\%$
δ_{10}	5.17	6.47	8.28
δ_ω	4.37	5.79	8.62

Tableau III.1 – Epaisseurs caractéristiques des couches de mélange en $x/h = 1$ et $z/h = 0$.

Les profils sont ensuite recalés par rapport à l'ordonnée y_0 du point de demi-vitesse de la couche de mélange, la position du point de mesure est adimensionnée par l'épaisseur de vorticité δ_ω de la couche de mélange.

Une comparaison des profils de vitesses moyennes et intensités turbulentes de la couche de mélange non manipulée avec les données issues des travaux de Bellaud [16] est présentée figure III.11. Les mesures de Bellaud proviennent de la couche de mélange d'un jet axisymétrique à un nombre de Mach convectif $M_c = 0.55$ comparable au nôtre ($M_c = 0.53$) et réalisées dans la région de similitude de la couche de mélange. On remarque la quasi similitude des deux profils de vitesses moyennes. La différence observable dans la partie haute vitesse du profil provient du fait que notre jet n'est pas adapté et une zone de compression réside dans la zone de mesure. Nous constatons de plus, que les niveaux des tensions de Reynolds sont très semblables entre les deux expériences et que la forme des profils est très peu différente.

4.1.2 Régime vectorisé

L'effet de la vectorisation sur les grandeurs moyennes et turbulentes est présenté sur la figure III.12. On constate la remarquable superposition des profils de vitesses moyennes dans la partie haute vitesse de la couche de mélange (excepté pour la couche de mélange naturelle comme mentionné précédemment.). On remarque en revanche de légères différences sur la partie

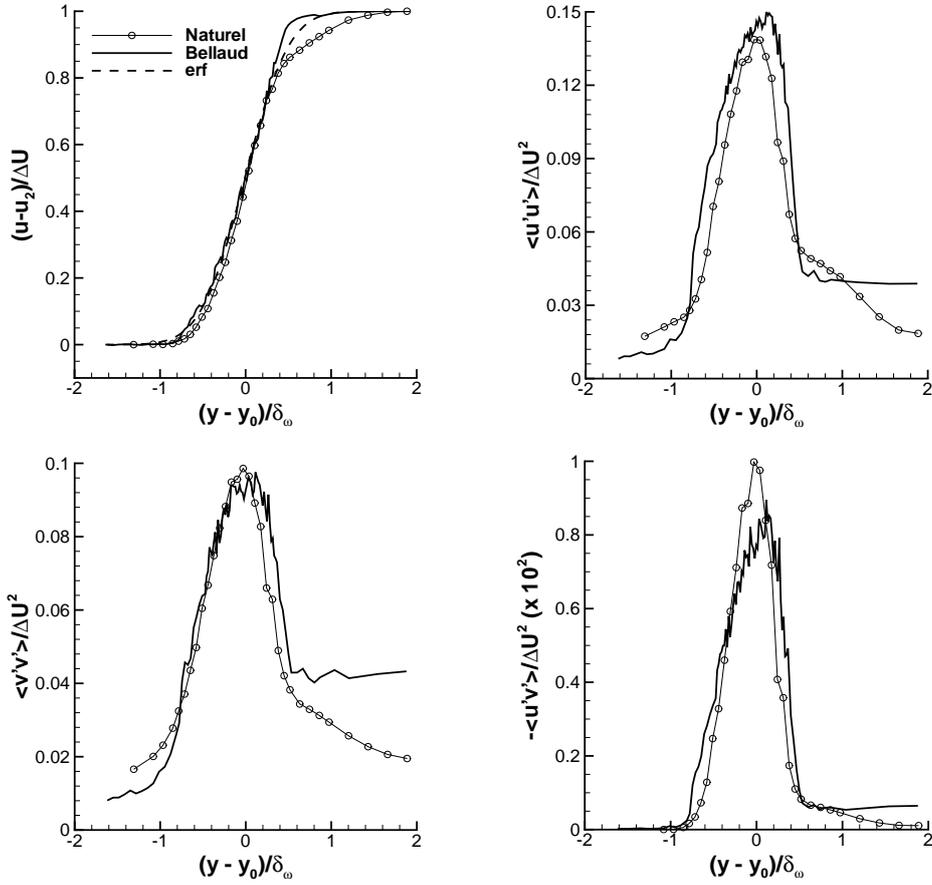


Figure III.11 – Comparaison des grandeurs moyennes et turbulentes entre la présente étude et l'étude de Bellaud [16], en configuration non manipulée.

subsonique du profil qui semble s'accroître avec le taux d'injection.

Si les effets semblent mineurs sur les profils de vitesse moyenne, les profils d'intensités turbulentes longitudinale et verticale montrent que l'injection augmente considérablement le taux de turbulence présent au sein de la couche de mélange. L'intensité de turbulence maximum est augmentée d'environ 100% pour la composante $\overline{u'u'}$ et 50% pour la composante $\overline{v'v'}$. En revanche, l'augmentation du taux d'injection n'a pas d'effet sur l'intensité maximum observée ni sur la forme du profil. Les deux couches de mélanges manipulées sont donc quasiment identiques en ce qui concerne ces deux composantes du tenseur de Reynolds.

Le cisaillement turbulent $\overline{u'v'}$ offre toutefois un comportement fortement différent des deux autres tensions de Reynolds. En effet, il est beaucoup plus négatif pour le taux d'injection intermédiaire que pour le taux maximum. Ce résultat semble cohérent avec le fait que $\overline{u'u'}$ et $\overline{v'v'}$ sont du même ordre de grandeur dans les deux couches de mélange alors que l'épaisseur de

III.4 Ecoulement dans le sillage de l'actionneur

vorticité est augmentée d'environ 50% pour le taux d'injection maximum.

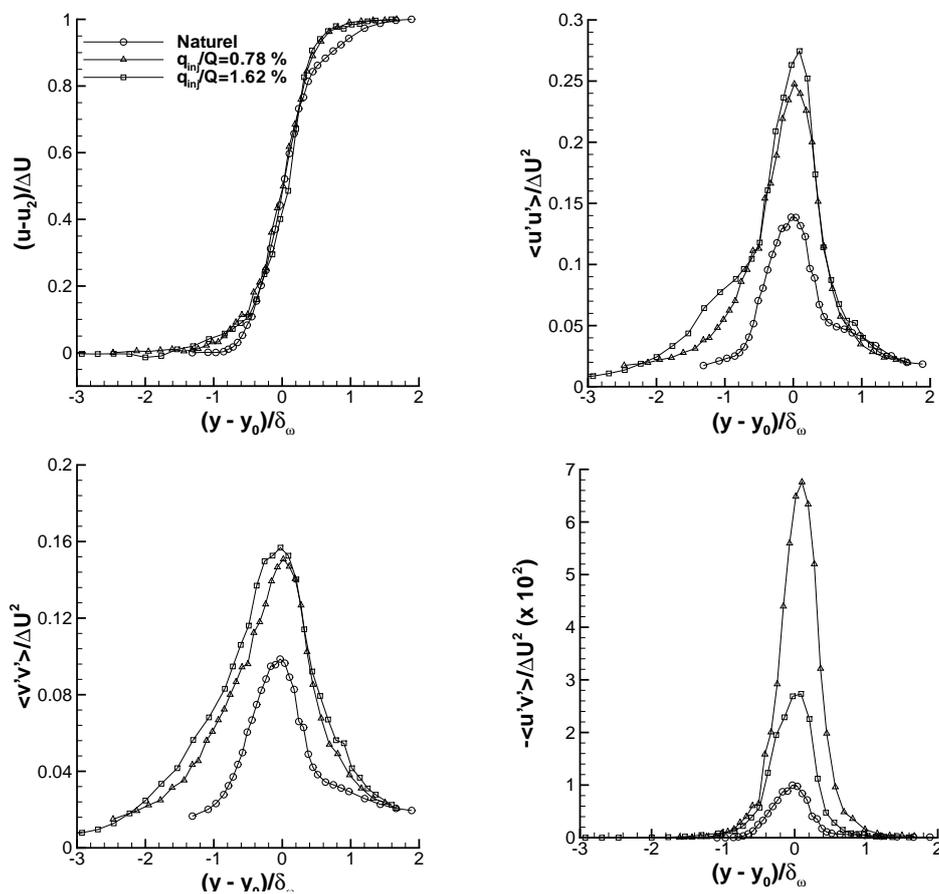


Figure III.12 – Comparaison des grandeurs moyennes et turbulentes entre les couches de mélange non manipulée et manipulées.

4.2 Répartition des grandeurs caractéristiques dans la direction transverse à l'écoulement

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à la répartition des caractéristiques de la couche de mélange manipulée dans la direction transverse à l'écoulement. Les mesures sont effectuées à $x = h = 30$ mm et les profils verticaux (selon y) sont sondés pour plusieurs stations transversales (dans la direction z). La figure III.13 illustre la zone de mesure investiguée et donne un exemple de maillage utilisé. Les champs des grandeurs caractéristiques sont présentés dans un repère dont l'origine est fixée au centre de la couche de mélange pour chacun des cas étudiés.

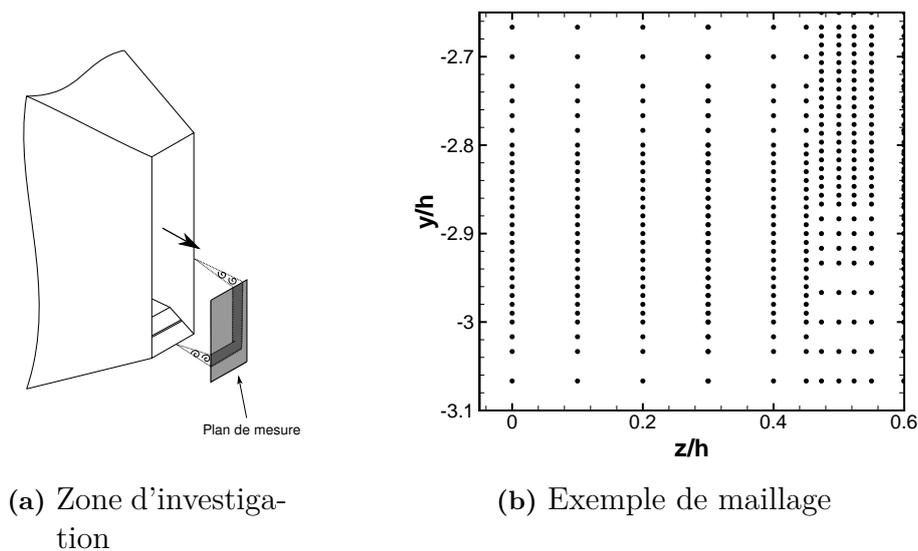


Figure III.13 – Illustrations de la zone de mesure investiguée

La figure III.14 présente les champs de vitesses longitudinales moyennes adimensionnées. L'abscisse de mesure étant proche de la buse ($x/h = 1$), les couches de mélange sont encore minces relativement à la taille du jet et on peut distinguer la forme rectangulaire du jet naturel dans le champ de mesure. On observe en revanche une déformation des champs moyens pour les jets vectorisés. Cette observation semble indiquer que le jet n'est pas dévié de façon uniforme dans la direction transverse. De plus, l'augmentation du taux d'injection semble amplifier ces effets tridimensionnels.

III.4 Ecoulement dans le sillage de l'actionneur

Les champs des grandeurs turbulentes sont présentés sur les figures III.15, III.16 et III.17. On note des disparités de répartition des composantes longitudinales et verticales du taux de turbulence pour les cas vectorisés. Les fluctuations longitudinales semblent concentrées dans la région centrale de la couche de mélange manipulée ($z/h \leq 0.2$) alors que les fluctuations verticales sont bien réparties sur toute la largeur de la tuyère. Les mêmes remarques peuvent être conduites en observation les champs de cisaillement turbulent III.17. Ainsi les perturbations introduites par l'injection secondaire ne sont pas du même type dans la direction transverse, ce qui montre bien le caractère très tridimensionnel de la vectorisation. On sera toutefois prudent quant à l'interprétation des quantités turbulentes dans la couche de mélange issue de la paroi verticale de la buse. En effet, la forme et l'orientation du volume de mesure entraînent une intégration spatiale (de l'ordre de 2 mm) dans la direction z . Ceci peut influencer les résultats, surtout dans la région où les gradients les plus forts sont dans cette même direction z .

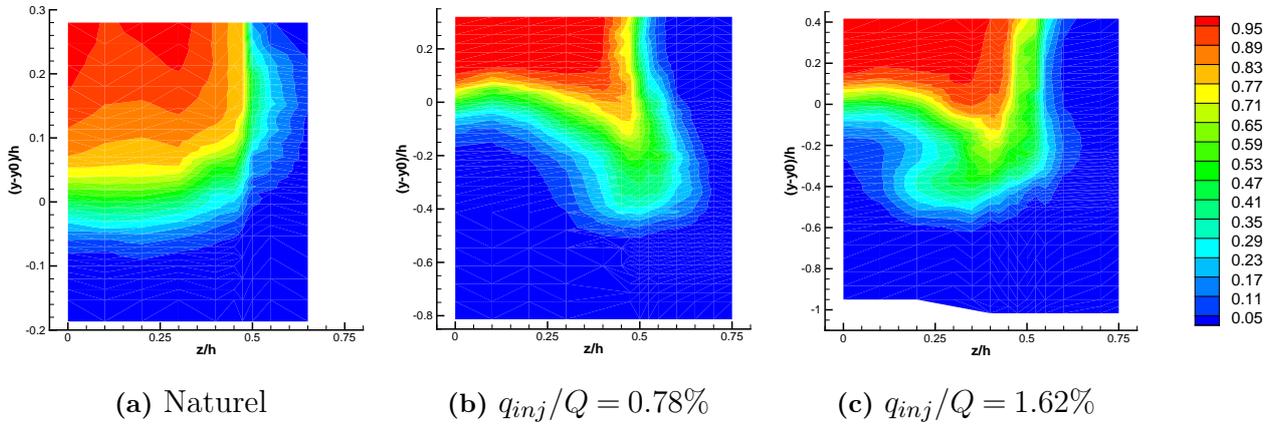


Figure III.14 – Champs de vitesse de moyenne adimensionnée $(u - u_2)/\Delta U$ dans le sillage de l'actionneur.

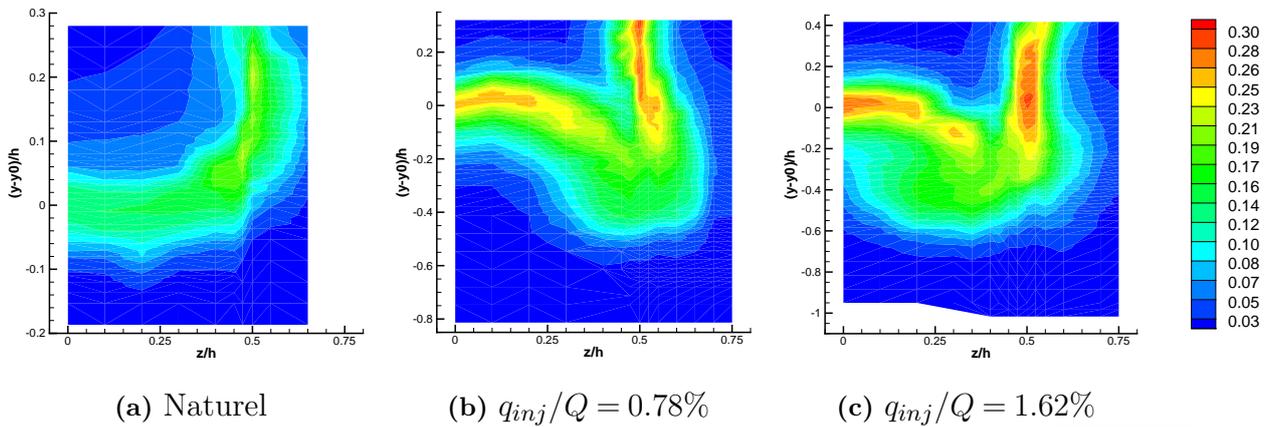


Figure III.15 – Champs de taux de turbulence longitudinal adimensionné $\sqrt{u'u'}/\Delta U^2$ dans le sillage de l'actionneur.

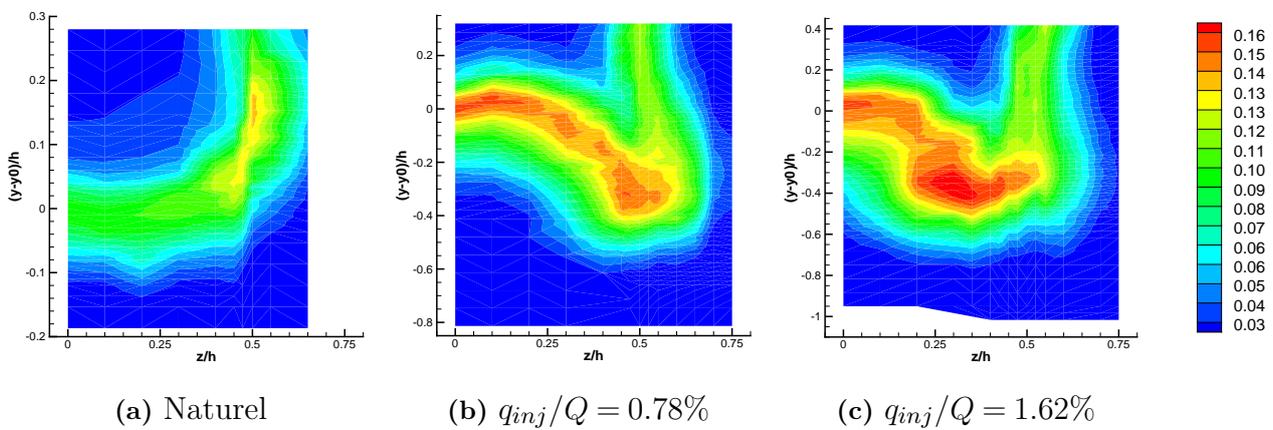


Figure III.16 – Champs de taux de turbulence vertical adimensionné $\sqrt{v'v'}/\Delta U^2$ dans le sillage de l'actionneur.

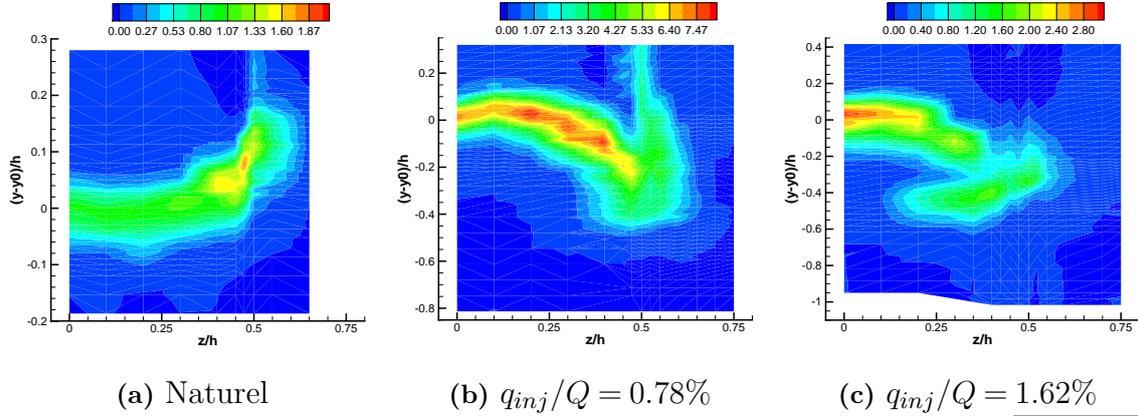


Figure III.17 – Champs de taux de cisaillement turbulent adimensionné $\sqrt{-u'v'}/\Delta U^2 \times 10^2$ dans le sillage de l'actionneur.

4.3 Contenu spectral des signaux de vitesse

Nous nous intéresserons dans ce paragraphe à l'effet de la vectorisation sur le contenu spectral des signaux de vitesse. Les spectres sont calculés grâce à la technique présentée au chapitre II pour 3 points dans chaque profil de vitesse à $z = 0$. Un point au coeur de la couche de mélange $y = y_0$ ainsi que deux points côté supersonique et subsonique à $(y - y_0/\delta_\omega) \simeq \pm 0.5$.

Les signaux choisis ont une fréquence moyenne d'acquisition comprise entre 60 et 90 kHz, et pour chacun d'eux les histogrammes des temps d'arrivées sont étudiés afin de choisir une fréquence d'échantillonnage de reconstruction cohérente avec les échantillons disponibles. La figure III.18 présente l'histogramme des temps d'arrivées ainsi que la reconstruction d'un des signaux utilisés. La fréquence moyenne d'échantillonnage du signal original est de 90 kHz, et on observe sur l'histogramme des temps d'arrivées que 50% des échantillons ont un écart de temps de moins de $7 \mu s$. Ainsi de l'information est présente à des fréquences supérieures à 150 kHz. On choisira donc cette fréquence d'échantillonnage pour interpoler le signal. Une fois interpolé, on peut vérifier que le signal reconstruit reproduit fidèlement le signal original, comme le montre la figure III.18.

Les estimations spectrales des signaux LDV sont présentées sur la figure III.19. On remarque la présence de deux pics à des nombres de Strouhal $St = 0.26$ et 0.52 dans les spectres de la couche de mélange non manipulée. Ces pics sont dûs aux passages de perturbations dans la couche de mélange qui sont liés à un phénomène de bouclage acoustique dans la veine d'essai. Ces perturbations feront l'objet d'une étude spécifique dans le chapitre V. Les couches de mélange manipulées ne montrent pas de fréquence aussi marquée, ce qui semble indiquer que

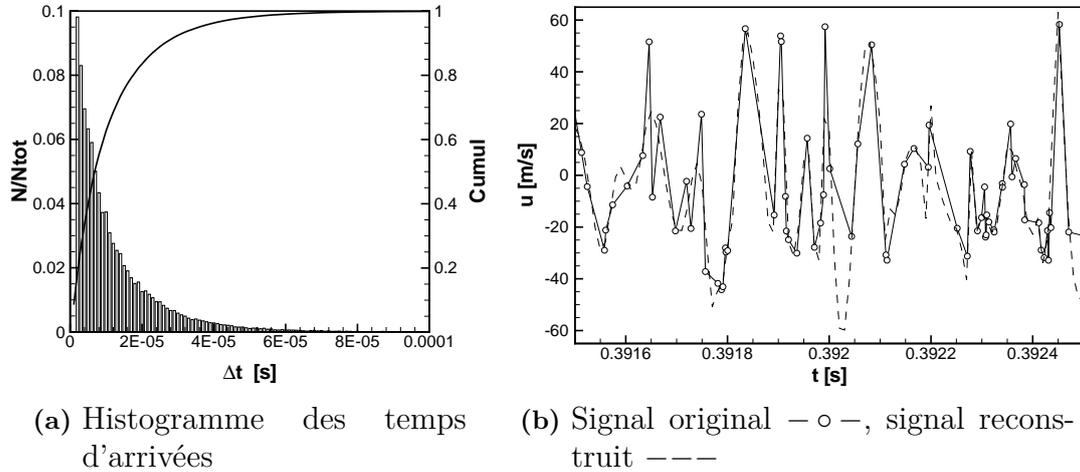
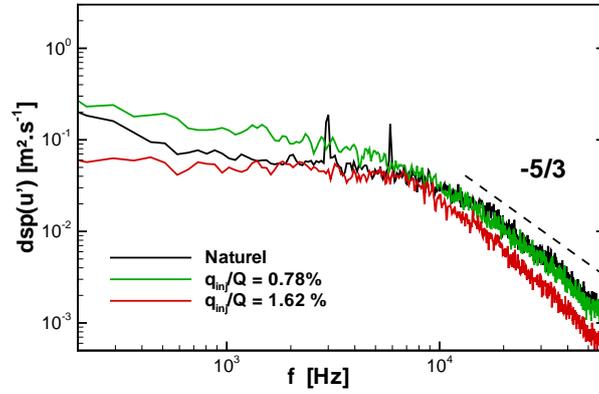


Figure III.18 – Exemple de reconstruction d'un signal de vitesse LDV par interpolation par ondelettes

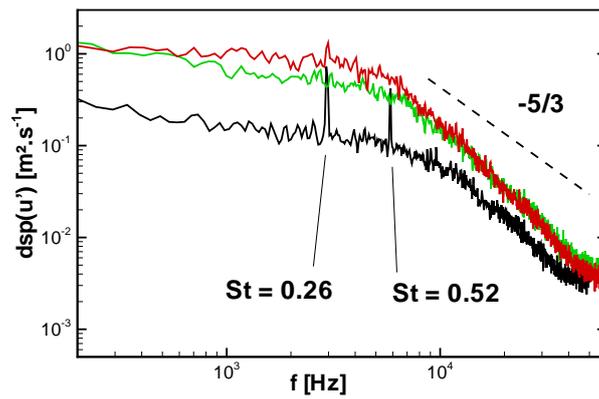
la vectorisation a détruit cette partie cohérente de l'écoulement, dans la zone investiguée tout du moins. Il semble que la décroissance spectrale soit pratiquement identique pour les signaux considérés. Il faut toutefois rester prudent quant à l'interprétation de ces spectres, notamment dans leur partie hautes fréquences, car ces estimations sont obtenues par l'intermédiaire d'un signal reconstruit.

Au cœur de la couche de mélange, on observe alors que la vectorisation a eu pour effet une augmentation large bande de l'énergie du signal. On note toutefois une prépondérance d'apport d'énergie vers les basses et moyennes fréquences. On remarque également que cet apport d'énergie a couvert les deux pics du signal de vitesse du jet naturel.

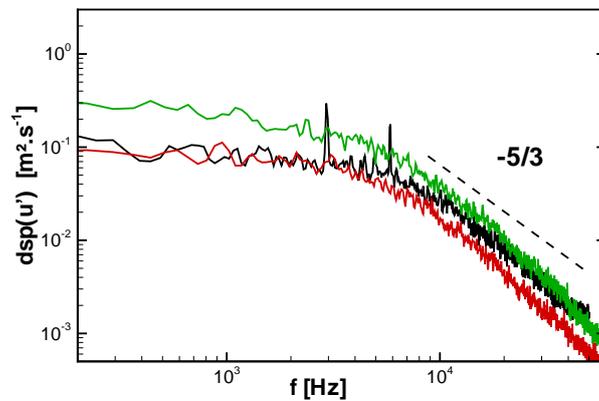
III.4 Ecoulement dans le sillage de l'actionneur



(a) Côté supersonique



(b) Coeur de couche



(c) Côté subsonique

Figure III.19 – Comparaison de spectres des signaux de vitesse en $z/h = 0$.

5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de décrire la topologie des écoulements naturels et vectorisés. Dans un premier temps, l'observation de la géométrie des décollements et des différentes structures de choc nous a permis de dégager trois régimes de vectorisation en fonction du taux d'injection :

- un premier régime pour lequel le décollement généré est restreint ;
- un second régime où l'écoulement est pleinement décollé en sortie de buse ;
- un dernier régime lié à l'impact du choc d'injection sur la paroi supérieure de la tuyère.

Ensuite les champs moyens de vitesse nous ont permis de mieux cerner la structure des écoulements. On a pu remarquer alors que la vectorisation du jet implique une augmentation conséquente de vitesse verticale au travers de l'onde de choc d'injection.

L'analyse des grandeurs turbulentes a montré que l'injection implique d'une manière générale une augmentation du taux de turbulence dans le sillage de l'actionneur. On a pu observer également l'organisation tridimensionnelle des écoulements vectorisés dans cette même région du jet.

Enfin, les diverses observations effectuées au cours de ce chapitre ont montré que les modifications apportées à la tuyère afin de vectoriser le jet ont un effet très important sur son développement. En effet, il semble que l'adaptation irrégulière auquel le jet est soumis soit responsable de la structuration particulière du réseau de chocs et donc d'effets tridimensionnels importants.

Le chapitre suivant sera consacré à la quantification de la vectorisation de la poussée, ainsi que l'étude des mécanismes qui en sont responsables.

Chapitre IV

Étude de la performance en vectorisation de poussée du système

Dans ce chapitre, nous souhaitons étudier les performances en vectorisation de poussée du système. Les mécanismes responsables de la déviation du jet sont étudiés et une étude sur les limitations du système est proposée.

1 Calcul de la poussée, définition des paramètres de vectorisation

Considérons un réservoir de grande dimension contenant un gaz parfait non-visqueux et non-pesant débouchant à l'extérieur grâce à une tuyère convergente-divergente. On note Σ_0 la paroi du réservoir et de la tuyère et Σ_E la section d'éjection des gaz, l'union de ces deux surfaces est notée $\Sigma = \Sigma_0 \cup \Sigma_E$. On note \vec{n} la normale à la paroi dirigée vers l'extérieur. Le bilan de quantité de mouvement sur la surface Σ nous donne, en considérant l'écoulement stationnaire :

$$\int_{\Sigma} \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n}) d\sigma = - \int_{\Sigma} p \cdot \vec{n} d\sigma \quad (\text{IV.1})$$

La poussée intrinsèque \vec{F} est la résultante des efforts de pression sur la paroi Σ_0 , que l'on obtient de l'équation [IV.1](#) :

$$\vec{F} = - \int_{\Sigma_E} p \cdot \vec{n} + \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n}) d\sigma \quad (\text{IV.2})$$

En considérant que l'écoulement en sortie de tuyère est monodirectionnel et uniforme, en intégrant l'équation précédente, on peut écrire la poussée intrinsèque en fonction du débit de la tuyère, de la vitesse de l'écoulement en sortie de buse et du nombre de Mach :

$$\vec{F} = -Q \vec{V} \left(1 + \frac{1}{\gamma M_1} \right) \quad (\text{IV.3})$$

On définit aussi une poussée conventionnelle tenant compte des efforts dûs à la pression ambiante sur la tuyère. On peut montrer [14] qu'à débit constant la poussée conventionnelle maximale est obtenue lorsque la pression d'éjection de la tuyère est égale à la pression ambiante. On parle alors de poussée idéale F_0 . Le chapitre précédent nous a montré que le jet de cette étude ne peut être adapté à cause des modifications présentes en fin de tuyère, la poussée idéale ne pourra donc pas être atteinte. Dans la suite du document, nous ne parlerons que de poussée la poussée intrinsèque de la tuyère.

Considérons maintenant le cas bidimensionnel où $\vec{V} = u\vec{x} + v\vec{y}$ et la normale \vec{n} à la surface Σ_E est alignée avec l'axe horizontal \vec{x} . On peut alors décomposer le membre de droite dans l'équation IV.2 afin d'introduire les composantes axiales \vec{F}_x et verticale \vec{F}_y de la poussée :

$$\begin{aligned} \vec{F} &= - \int_{\Sigma_E} (p + \rho u^2) d\sigma \cdot \vec{x} - \int_{\Sigma_E} (\rho v u) d\sigma \cdot \vec{y} \\ &= \vec{F}_x + \vec{F}_y \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

On peut maintenant définir l'angle de vectorisation de la poussée β comme l'angle entre le vecteur poussée et l'axe de la tuyère :

$$\begin{aligned} \beta &= \tan^{-1} \left(\frac{F_y}{F_x} \right) \\ &= \tan^{-1} \left(\frac{\int_{\Sigma_E} (\rho v u) d\sigma}{\int_{\Sigma_E} (p + \rho u^2) d\sigma} \right) \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

Afin de mesurer la perte de poussée induite par la vectorisation on peut définir un coefficient de poussée. Ce coefficient est usuellement défini comme le rapport entre la poussée résultante et la poussée idéale F_0 :

$$C_f = \frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{F_0} \quad (\text{IV.6})$$

L'efficacité en vectorisation du système η est généralement évaluée, dans la littérature, par

IV.2 Estimation expérimentale de la vectorisation de poussée

le rapport entre l'angle de vectorisation et le taux de prélèvement :

$$\eta = \frac{\beta}{q_{inj}/Q}, \quad (IV.7)$$

ce rapport s'exprime donc en degré par pourcentage d'injection. Il représente l'angle de vectorisation pénalisé par le taux d'injection impliqué, c'est un outil facilement mis en oeuvre pour comparer l'efficacité des divers systèmes.

On introduit également le facteur κ , rapport entre la composante verticale du flux de quantité de mouvement de l'écoulement principal et le flux de quantité de mouvement injecté :

$$\kappa = \frac{\int_{\Sigma} \rho u v d\sigma}{\gamma P_{inj} S_{inj}}. \quad (IV.8)$$

En d'autres termes, le rapport κ peut être interprété comme l'efficacité du système, non plus en termes de coût (prélèvement) mais en terme d'efforts mis en jeu.

2 Estimation expérimentale de la vectorisation de poussée

La soufflerie utilisée lors de cette étude ne possédant pas de balance aérodynamique, il nous est impossible de mesurer les différentes composantes du vecteur de poussée et donc de mesurer l'angle de vectorisation. On se propose donc d'estimer l'angle de poussée grâce aux mesures de vitesses moyennes obtenue par PIV.

Deux problèmes se posent alors : la formule précédente [IV.5](#) nécessite la connaissance de l'écoulement sur une surface s'appuyant sur les lèvres de la tuyère ; de plus, la masse volumique et la pression doivent être connues en tout point de cette surface. Or les mesures que l'on possède sont disponibles au plus proche de la tuyère à une distance $x = 12 \text{ mm}$ (i.e. $x/h = 0.4$) et ne concernent que les variables de vitesse. Ainsi, on propose d'utiliser un paramètre afin de quantifier les effets de la vectorisation. Ce paramètre est basé sur l'angle de vectorisation (eq.

IV.5) dans lequel on néglige l'influence de la pression et de la densité :

$$\tilde{\beta} = \tan^{-1} \left(\frac{\int_{\Sigma} uv \, d\sigma}{\int_{\Sigma} u^2 \, d\sigma} \right) \quad (\text{IV.9})$$

L'angle estimé $\tilde{\beta}$ n'est plus l'angle de vectorisation de la poussée véritable, mais pourra donner une indication quant à la déviation du jet.

2.1 Influence de la position axiale du profil et des variables non accessibles

Afin de donner une indication sur l'erreur commise entre $\tilde{\beta}$ et β , ainsi que l'influence de la distance séparant les données accessibles de la surface d'éjection de la tuyère, nous utilisons les résultats du calcul numérique présenté en annexe 2. Nous proposons de calculer l'angle de vectorisation β et $\tilde{\beta}$ à la section d'éjection de la tuyère et à $x/h = 0.4$. Enfin, nous quantifierons l'erreur commise en ne possédant l'information que dans un profil au centre du jet, en comparant les résultats obtenus en intégrant sur la section d'éjection complète.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau IV.1. 3D et 2D désignent les calculs effectués sur une section complète du jet ou le profil central respectivement.

	$x/h = 0$	$x/h = 0.4$
β 3D	1.358	1.326
β 2D	1.350	1.357
$\tilde{\beta}$ 3D	1.997	1.776
$\tilde{\beta}$ 2D	1.898	1.801

Tableau IV.1 – Calculs de l'angle de vectorisation en fonction des variables disponibles et leurs localisations au sein du jet.

On observe que le paramètre de vectorisation $\tilde{\beta}$ surestime l'angle de vectorisation. Ceci est dû principalement à la contribution de la variable de pression. En revanche, on remarque que l'évaluation de β semble très peu sensible à l'abscisse des données et encore moins à son calcul avec seulement un profil central de données. Cela est un peu moins vrai pour $\tilde{\beta}$, mais les ordres de grandeurs sont correctement respectés de sorte que l'on peut avoir confiance dans les valeurs

de $\tilde{\beta}$ que l'on calculera avec la PIV. Cette étude confirme également la pertinence du paramètre $\tilde{\beta}$ en tant qu'indicateur de performance de vectorisation.

2.2 Choix des bornes d'intégration

Comme les données disponibles ne contiennent pas les lèvres de la tuyère, on doit contrôler l'influence des bornes d'intégration sur l'estimation du paramètre de vectorisation. Nous avons calculé progressivement les composantes de poussée en partant du centre du profil et en écartant les bornes d'intégration point par point. Les résultats sont présentés sur la figure IV.1 pour un champ de mesure, les autres cas étudiés présentent les mêmes caractéristiques.

Le tracé de l'angle de vectorisation estimé IV.9 montre que la section d'intégration a beaucoup d'importance sur le résultat. En effet, en omettant bien évidemment les tous premiers points, il réside une incertitude d'environ 10% sur l'angle de vectorisation dans le cas présenté. L'incertitude est du même ordre de grandeur pour tout les cas mesurés.

L'évolution de la composante axiale du vecteur de poussée, tracée sur la figure IV.1c, présente un brusque changement de pente qui correspond à la fin des couches de mélange. Le profil de la composante verticale montre deux variations rapides. Le premier plateau est lié au début de la couche de mélange, ainsi au travers de la couche de mélange F_y ne varie plus alors que F_x continue d'augmenter. Ensuite, F_y recommence à augmenter pour atteindre un second plateau. Cette seconde remontée est due au contournement de la lèvre inférieure de la buse par l'écoulement externe qui vient créer une composante v importante. On remarque cependant que cette remontée a peu d'influence sur l'angle estimé.

On intégrera les composantes de vitesse dans l'équation IV.9 en prenant en compte les couches de mélange afin de s'assurer de recouvrer la poussée axiale complète. On arrêtera l'intégration au point d'intersection des deux droites qui composent le tracé de F_x (figure IV.1c).

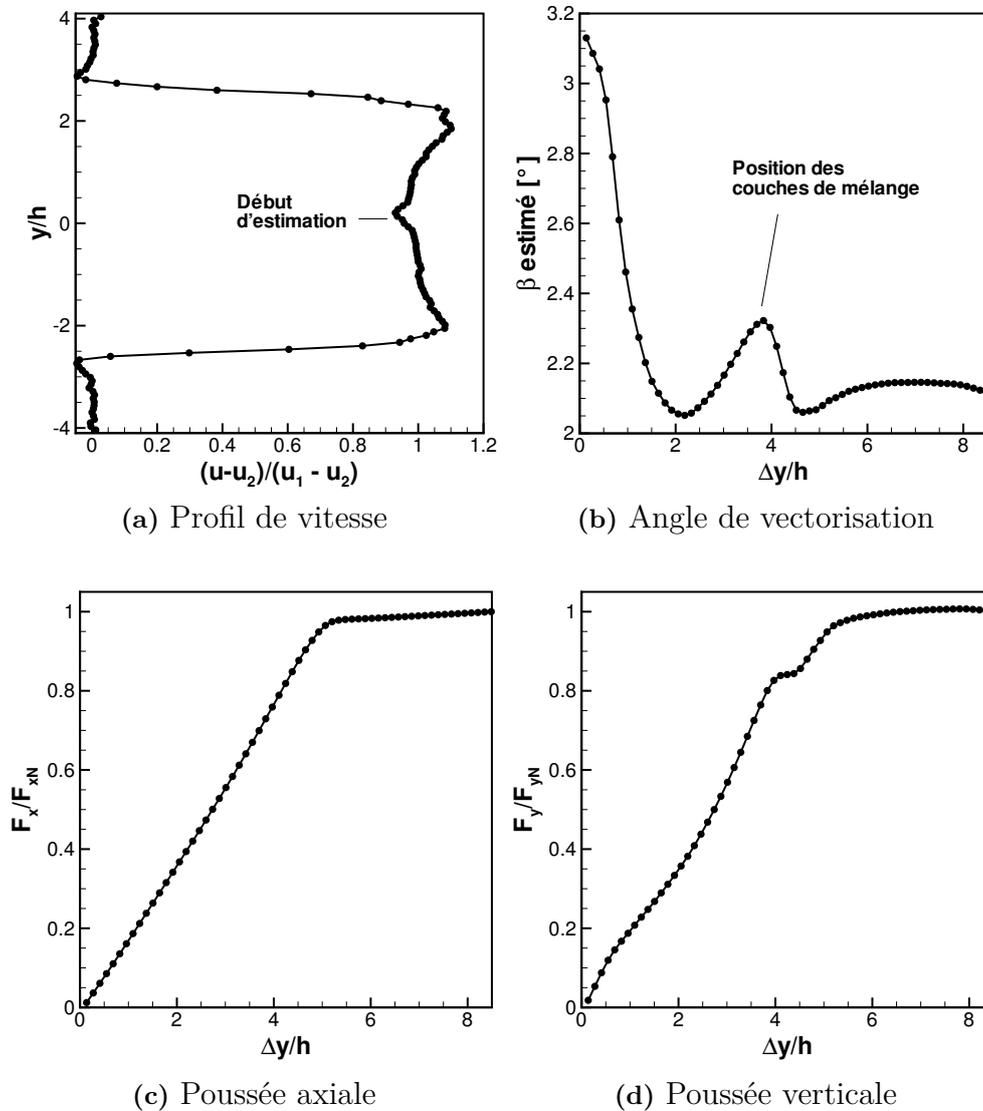


Figure IV.1 – Estimation du paramètre de vectorisation en fonction des bornes d’intégration.

3 Performances de vectorisation

3.1 Déviation de la poussée

On a pu montrer précédemment que l’angle de poussée véritable n’est pas calculable grâce aux données PIV, on effectuera donc une étude qualitative des performances de vectorisation grâce au paramètre $\tilde{\beta}$. Le paramètre de vectorisation $\tilde{\beta}$ calculé grâce aux données PIV est représenté en fonction du pourcentage de prélèvement q_{inj}/Q sur la figure IV.2. La vectorisation

montre une bonne progressivité pour les prélèvements inférieurs à 1.2%, ce qui est d'une importance capitale en vue d'une possible intégration sur un aéronef. Pour les taux d'injection plus élevés, on observe un changement dans l'évolution de la vectorisation. Ce changement de comportement, typique des systèmes de vectorisation de poussée par choc, est dû à l'impact du choc d'injection sur la lèvre opposée de la buse.

Le paramètre de vectorisation obtenu grâce au calcul numérique est aussi reporté sur la figure, montrant le bon accord entre les deux résultats. On indique également sur cette figure, la valeur de l'angle de vectorisation obtenue par calcul numérique. La surrestimation du paramètre $\tilde{\beta}$ est clairement mise en évidence.

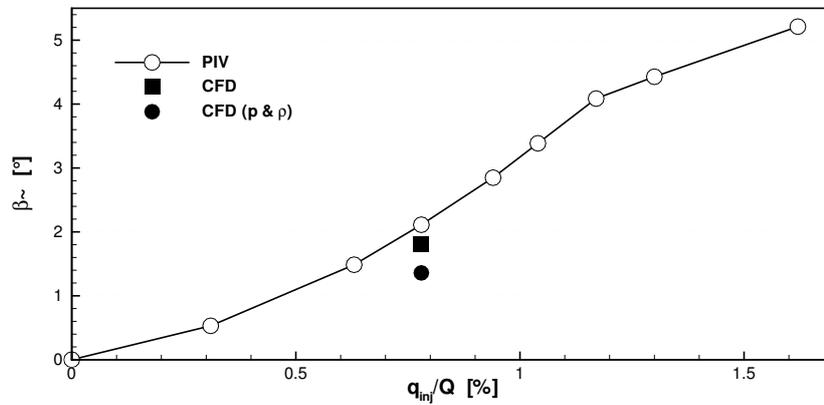


Figure IV.2 – Paramètre de vectorisation $\tilde{\beta}$ en fonction du taux de prélèvement.

3.2 Efficacité, facteur d'amplification, perte de poussée

De la même manière que pour l'angle de poussée, on propose d'attribuer à l'efficacité η et le facteur d'amplification κ un paramètre qui permet une estimation de ces grandeurs. On définit alors, considérant l'état sonique de l'injecteur :

$$\tilde{\eta} = \frac{\tilde{\beta}}{q_{inj}/Q} \quad ; \quad \tilde{\kappa} = \frac{\int_{\Sigma} uv d\sigma}{\gamma P_{inj} S_{inj}}, \quad (IV.10)$$

où P_{inj} est la pression au col de l'injecteur, S_{inj} la surface de la fente d'injection. Le coefficient de poussée ne sera pas déterminé expérimentalement, les variables de pression et de densité sont primordiales à son évaluation. On se contentera alors de la valeur obtenue par calcul numérique.

La figure IV.3 présente l'évolution du paramètre d'efficacité $\tilde{\eta}$ en fonction du taux de prélè-

vement. Ce paramètre semble évoluer linéairement avec le taux d'injection pour q_{inj}/Q compris entre 0.3% et 1.2%, indiquant l'évolution quadratique de $\tilde{\beta}$ en fonction du taux de prélèvement. Une chute d'efficacité est visible pour les taux d'injection les plus élevés, signe de l'impact de l'onde de choc d'injection sur la partie supérieure de la buse. On remarque toutefois que l'efficacité du système varie peu, sa valeur étant comprise entre 2 et 3,5 °/°.

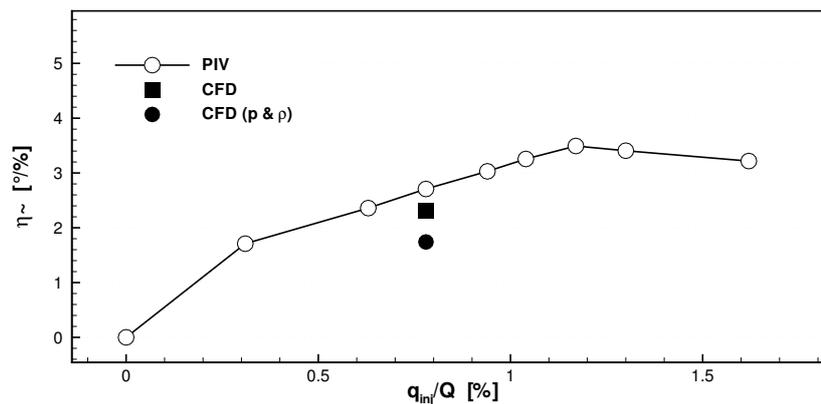


Figure IV.3 – Paramètre d'efficacité $\tilde{\eta}$ en fonction du taux de prélèvement.

La figure IV.4 représente le paramètre $\tilde{\kappa}$ en fonction du taux d'injection. On remarque que cette courbe présente les mêmes caractéristiques que la courbe précédente. Toutefois, n'ayant que les variables de vitesse disponibles, il est fort compliqué d'interpréter les valeurs de $\tilde{\kappa}$.

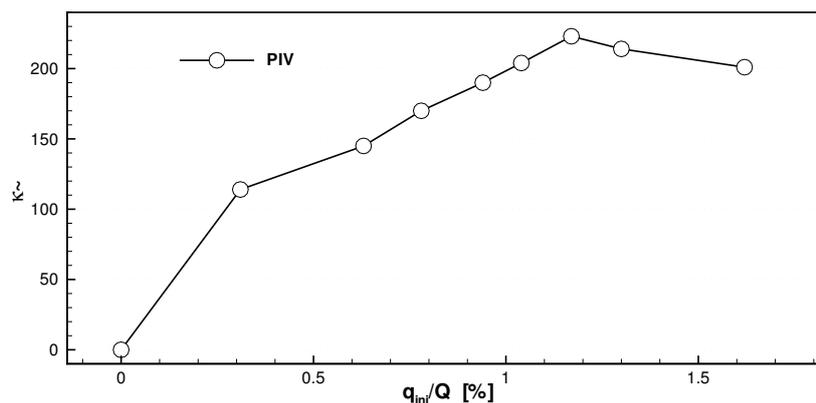


Figure IV.4 – Flux de quantité de mouvement $\tilde{\kappa}$ en fonction du taux de prélèvement.

Les résultats du calcul numérique permettent d'obtenir des valeurs plus représentatives de l'efficacité du système. Ainsi, pour un taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$ l'efficacité η obtenue est de 1.74 °/°. Le rapport de flux de quantité de mouvement κ serait de 3.95. On gagnerait donc

presque 4 fois la quantité de mouvement injecté ce qui est loin d'être négligeable. La perte de poussée obtenue numériquement serait de l'ordre de 3 % soit un C_f égale à 0.97. Si la perte de poussée se révèle faible pour le cas simulé, on s'attend toutefois à ce que la perte de poussée devienne beaucoup plus importante aux taux d'injection plus élevés.

4 Structure interne de l'écoulement, mécanismes de vectorisation.

Nous avons pu apprécier, dans le chapitre précédent, la complexité topologique de l'écoulement et notamment celle du décollement. Nous n'avons cependant pas pu réaliser de visualisations (autres que les spectres pariétaux), ni de mesures de l'écoulement interne. **C'est pourquoi nous exploiterons dans cette partie les résultats issus du calcul numérique RANS** présenté dans l'annexe 2, afin d'évaluer les mécanismes élémentaires qui entrent en jeu lors de la vectorisation du jet primaire.

4.1 Ecoulement autour de l'injecteur

La figure IV.5 représente une strioscopie numérique de l'écoulement sur le divergent pour un taux d'injection de 0.78%. Le divergent commence à $x/h \sim -1$ et s'arrête à $x/h = 0$. Le jet secondaire est situé à $x/h = -0.5$. Des lignes de courants sont superposées à la strioscopie, permettant de visualiser la topologie des zones de recirculation.

On remarque que l'écoulement potentiel subit trois déviations successives dans cette zone. La première est liée à l'onde de choc d'injection. La seconde déviation est due au contournement de l'obstacle fluide formé par le jet secondaire et se réalise au travers d'une détente. Enfin, la dernière déviation permet le retour de l'écoulement à la pression extérieure et se déroule au travers d'un faisceau d'ondes de compression qui se focalisent en ce que nous avons appelé jusqu'à présent "onde de choc d'adaptation".

Les lignes de courant permettent de dégager les deux zones de recirculation amont et aval, que l'on avait observé avec les spectres pariétaux. On distingue aisément que la séparation en aval se constitue d'air externe qui recircule dans le sillage du jet secondaire.

Le calcul numérique semble confirmer les hypothèses émises à l'observation des données expérimentales sur la structure du décollement. De plus, on observe que la déviation du jet

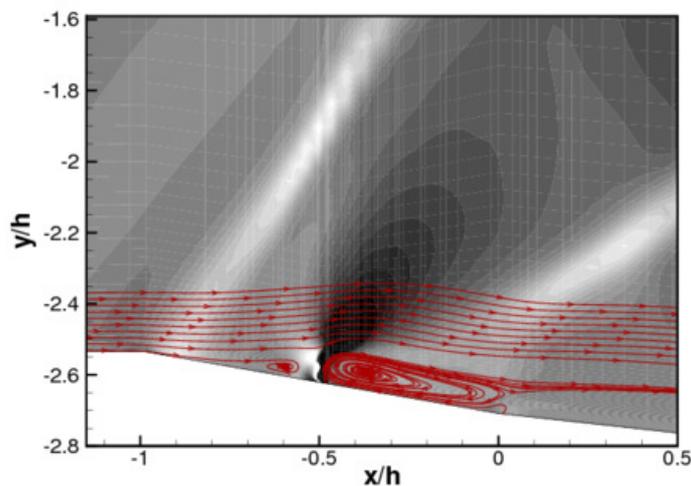


Figure IV.5 – Strioscopie numérique de la région d'interaction entre le jet secondaire et l'écoulement principal, dans le plan milieu de la tuyère.

n'est pas seulement due à la présence de l'onde de choc d'injection. Le jet est en réalité dévié au travers d'une succession de chocs et détente.

4.2 Pression pariétale

La répartition de pression sur la paroi inférieure de la tuyère est présentée sur la figure IV.6. La pression y est adimensionnée par la pression statique en amont du divergent P_i .

On remarque, dans un premier temps, que la pression en aval de la fente est légèrement inférieure à la pression extérieure ($P_e/P_i = 0.84$) alors que l'écoulement est bien décollé en aval de l'injecteur. Ceci est la signature de la seconde déviation mentionnée précédemment.

En ce qui concerne la pression au devant du jet secondaire, il semblerait que celle-ci commence à augmenter bien en amont de l'arête de divergent ($x/h \simeq 1$), et en amont de la position du décollement visualisé sur la strioscopie IV.5. L'information de pression a donc visiblement été communiquée par l'intermédiaire de la couche limite. On observe néanmoins, à partir de l'arête du divergent, une montée en pression semblable aux observations de Spaid et Zukoski [8] jusqu'à une valeur "plateau". Le niveau de la pression plateau est fonction des conditions qui règnent à l'origine du décollement, et afin d'évaluer la pression plateau obtenue ici, on se propose de comparer sa valeur avec deux critères : celui de Zukoski et celui de Schmucker.

Le critère de Zukoski est directement déduit de décollement en amont d'une marche montante, et indique que le saut de pression ne dépend que du nombre de Mach à l'origine de l'interaction :

IV.4 Structure interne de l'écoulement, mécanismes de vectorisation.

$$\frac{P}{P_i} = 1 + \frac{M_j}{2} \quad (\text{IV.11})$$

Le critère de Schmucker est issu d'expériences de décollement libre dans des tuyères de moteurs-fusée [65], le saut de pression est alors donné par :

$$\frac{P}{P_i} = (1.88M_j - 1)^{0.64} \quad (\text{IV.12})$$

Les valeurs de pressions plateau obtenues pour ces deux critères, comparées au résultat du calcul numérique, sont présentées sur la figure IV.6. On remarque que le critère de Zukoski surestime largement la pression plateau. Or, on peut observer dans les résultats de Zukoski [7] que, pour des nombres de Mach inférieurs à 2, la corrélation nombre de Mach-Pression plateau qu'il présente ne fonctionne pas parfaitement et surestime cette valeur de pression plateau. C'est certainement une des raisons pour laquelle ce critère ne fonctionne pas correctement ici. En revanche, on ne peut que souligner l'étonnante correspondance entre la valeur prédite par le critère de Schmucker et nos données. C'est donc celui que nous utiliserons dans la suite du document.

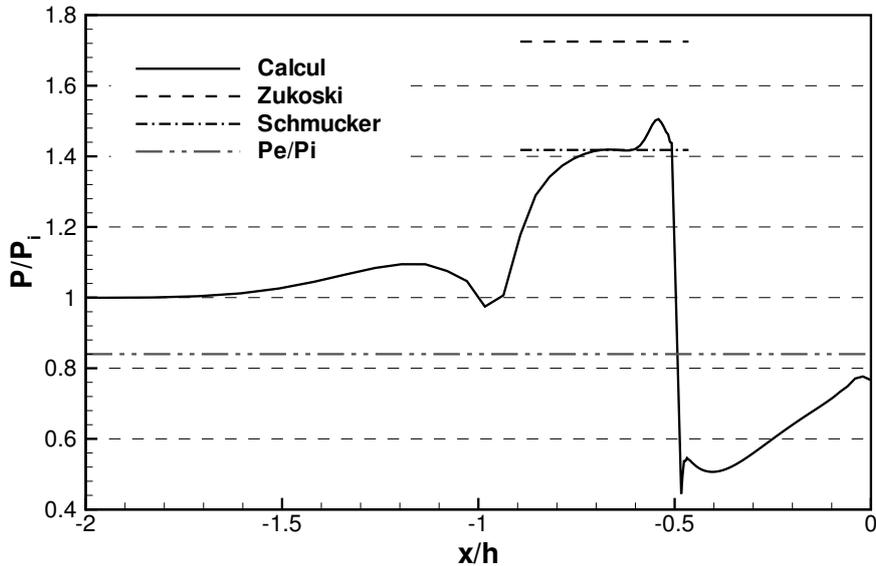


Figure IV.6 – Pression sur la paroi de l'actionneur et valeurs de pressions plateaux prédites par les critères empiriques de Zukoski et Schmucker

4.3 Rôle de la détente sur la paroi opposée

La vectorisation de la poussée génère une différence de pression sur les parois latérales de la tuyère, et un effort latéral en résulte. Le fait d'avoir ajouté des divergents en sortie de tuyère permet d'accroître cette différence grâce à la chute de pression à travers la détente. La figure IV.7 représente la pression sur la paroi de l'actionneur et la paroi opposée de la tuyère. La composante verticale de la poussée étant directement liée à la différence de pression s'exerçant sur ces parois, on remarque que la présence de ce divergent a permis d'augmenter cette différence.

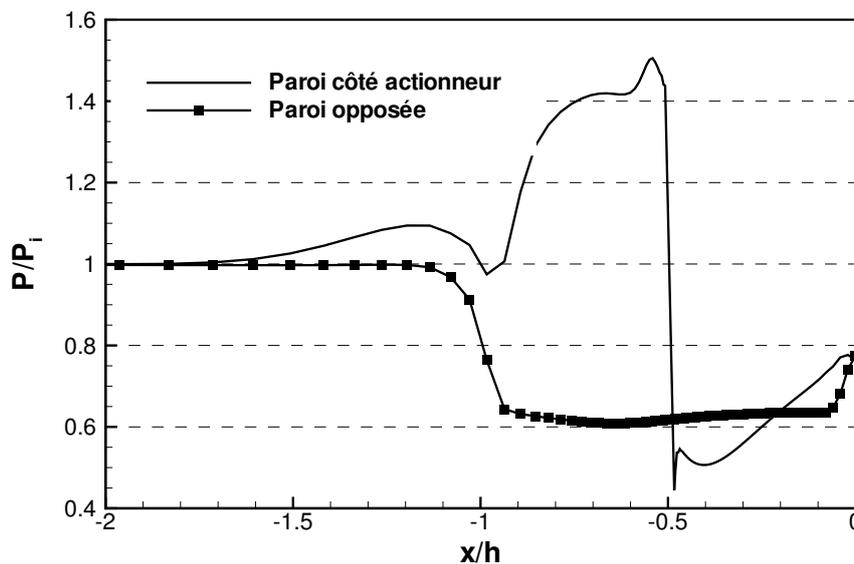


Figure IV.7 – Différence de pression sur les parois hautes basses de la tuyère au centre du jet. (Résultats RANS)

Outre le fait qu'il permet de rendre la vectorisation symétrique, le divergent opposé au soufflage possède un rôle non négligeable et permet d'accroître l'efficacité du système.

4.4 Impact des effets tridimensionnels sur la dissymétrie de pression

L'étude des spectres pariétaux a signalé la présence de structures tridimensionnelles, en amont du jet secondaire, dans la zone de recirculation. Ces structures sont également mises en évidence par le calcul numérique, comme le montre la figure IV.8a. Leur impact sur la répartition de pression en paroi est indiqué sur la figure IV.8b : on n'observe plus de saut de pression aussi marqué qu'au centre de la tuyère, et la pression à la paroi semble bien plus faible

à cet endroit. Les lignes de courant présentées sur la figure IV.8b sont issues du jet secondaire. Il semblerait que la hauteur de pénétration du jet secondaire soit fortement influencée par les effets de bords : elle semble d'autant plus importante que la pression en amont est faible. Ce qui peut expliquer pourquoi la couche limite semble se séparer de la paroi plus en amont lorsque l'on se rapproche de la paroi latérale.

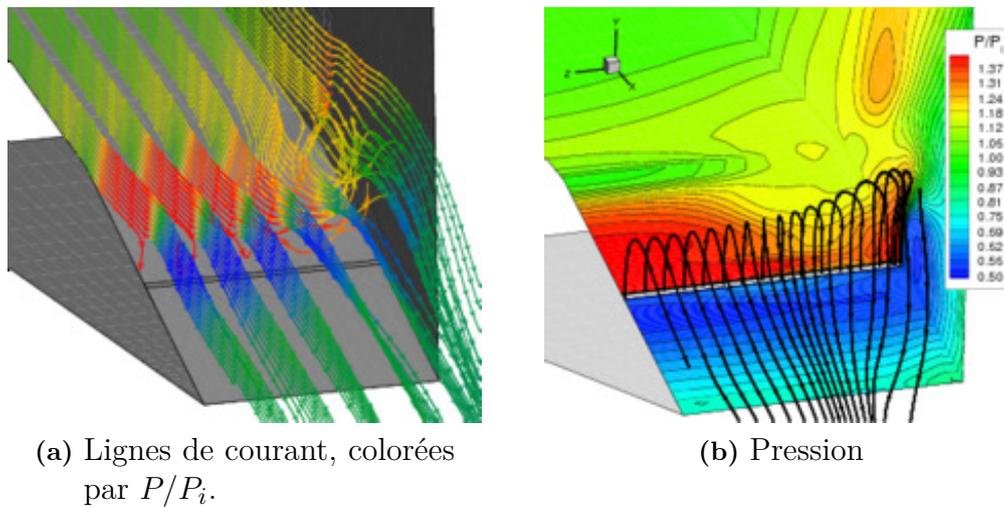


Figure IV.8 – Interaction entre l'écoulement principal et le jet secondaire à $q_{inj}/Q = 0.78\%$. (Résultats RANS)

On présente sur la figure IV.9 les répartitions de pression pariétale pour différentes stations transversales, cette figure permet de mieux quantifier l'impact des effets tridimensionnels. On observe une perte d'environ 15% de la pression plateau en amont du jet secondaire, pour des stations transversales au delà de $z/h \sim 0.25$ soit la moitié de la tuyère. On ne remarque, en revanche, aucun effet tridimensionnel en aval du jet secondaire.

5 Modélisation : limitations du système

Les résultats précédents nous ont permis de mieux cerner les divers mécanismes en jeu lors de la vectorisation de poussée du jet dans la présente étude. La vectorisation est donc classiquement obtenue par dissymétrie de la répartition de pression sur les parois haute et basse de la tuyère et, un gain important est apporté par le côté opposé au soufflage et la faible pression qui y règne. On a pu remarquer, pour le cas simulé, la faible contribution de la paroi en aval

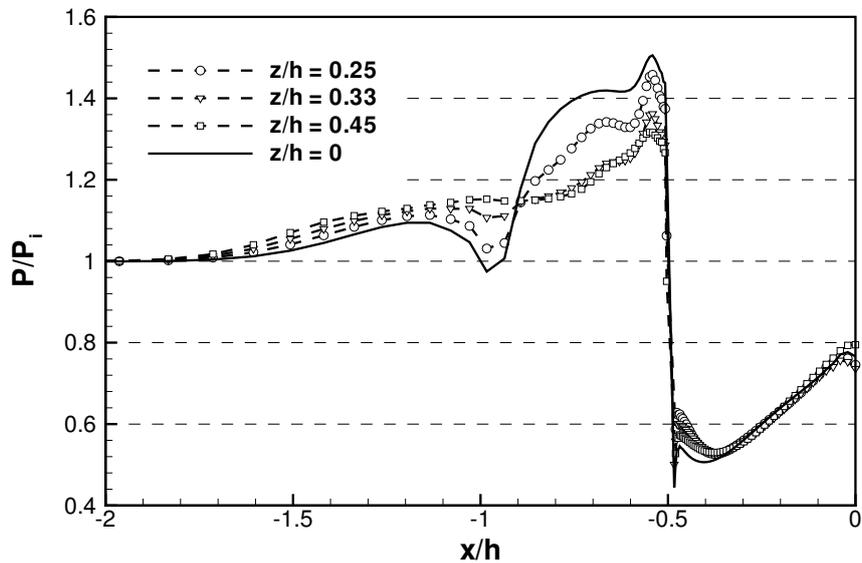


Figure IV.9 – Pression sur les parois basses pour différentes stations transverses. (Résultats RANS)

du jet secondaire ; et peut même agir en opposition à la vectorisation.

Partant de ces observations, et afin d'évaluer les performances maximales que le système est capable de fournir, nous proposons de modéliser les efforts agissant les parois hautes et basses de la tuyère. Nous limiterons l'étude aux cas où le décollement de la couche limite prend naissance à partir de l'arête du divergent. De plus, nous ne tiendrons pas compte du décollement naturel de la couche limite qui peut avoir lieu aux faibles taux de détente.

On considèrera la pression au devant du jet secondaire constante et égale à la pression plateau obtenue grâce au critère de Schmucker. En aval du décollement, on admettra que l'écoulement est massivement décollé, et que la pression sera constante et égale à la pression atmosphérique. La pression sur la paroi opposée sera obtenue en considérant la variation de pression au travers une détente de Prandtl-Meyer. Afin d'évaluer l'angle de vectorisation, nous calculerons la poussée axiale en considérant comme négligeable la perte de poussée par rapport à la poussée idéale. Un schéma est présenté figure IV.10 permettant de mieux visualiser la modélisation choisie.

Cette étude portant sur les limitations du système, l'injection secondaire ne sera pas modélisée, on fera l'hypothèse que l'obstacle fluide sera d'une hauteur suffisante pour permettre le décollement de la couche limite au niveau de l'arête du divergent. Des comparaisons entre modèles, simulations numériques et mesures expérimentales peuvent être retrouvées dans Mangin [14] et Maarouf [66], prenant en compte l'injection secondaire.

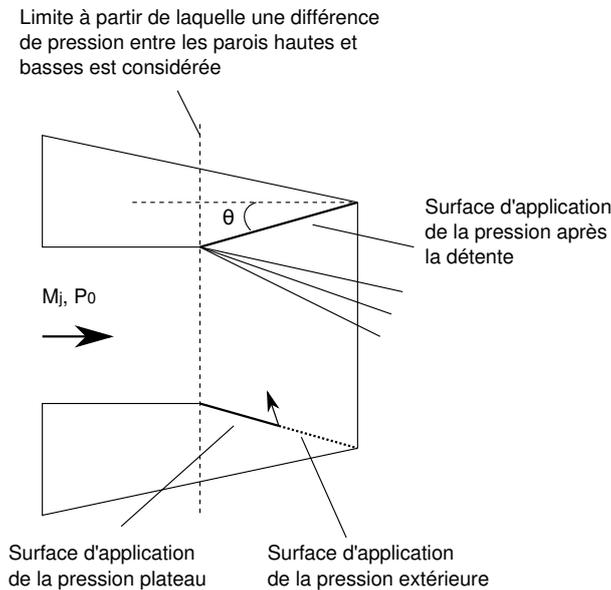


Figure IV.10 – Schéma explicatif de la modélisation envisagée.

5.1 Nombre de Mach-Taux de Détente

La figure IV.11 représente l'angle de vectorisation β dans le plan nombre de Mach taux de détente $\{M_j - NPR\}$. Cette figure met en évidence le fait la déviation de poussée semble à la fois dépendre du taux de détente de la tuyère (NPR), mais aussi en son nombre de Mach. La dépendance envers le taux de détente est principalement due au fait d'avoir imposé une pression constante en aval de l'injecteur. En effet, à partir d'un certain taux de détente, la pression en aval de l'éventail de détente, sur la paroi haute, devient supérieure à la pression atmosphérique ; la différence de pression entre les parois haute et basse change de signe en aval de l'injecteur, et la déviation de poussée diminue.

Afin de mieux cerner l'origine de la dépendance en nombre de Mach de la déviation de la poussée, nous avons tracé, sur la figure IV.12, l'évolution de la pression statique s'appliquant sur les parois haute et basse de la tuyère en fonction du nombre de Mach. Ainsi, à pression génératrice fixée, si le nombre de Mach augmente les pressions sur les deux parois décroissent. Elles ne décroissent cependant pas à la même vitesse, faisant ainsi dépendre l'angle de déviation de poussée avec le nombre de Mach.

La figure IV.11 semble indiquer l'existence d'un nombre de Mach optimal, aux environs de $M_j = 1.75$, mais ceci est purement du à l'utilisation du critère de Schmucker. Si l'on avait utilisé le critère de Zukoski, nous aurions simplement constaté une décroissance en Mach. Le point (●)

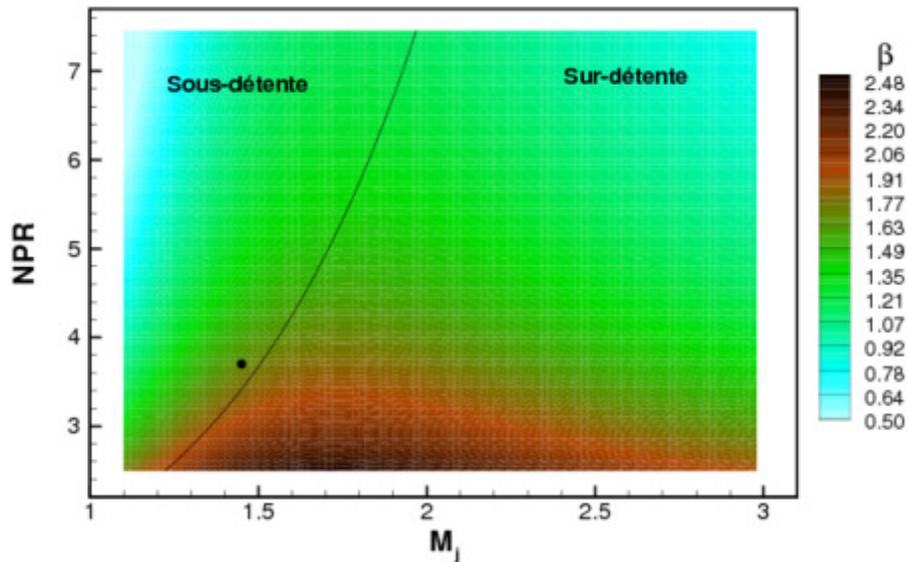


Figure IV.11 – Angle de vectorisation dans le plan NPR- M_j . • point de fonctionnement de la présente expérience. — Régimes de fonctionnement dit "adaptés"

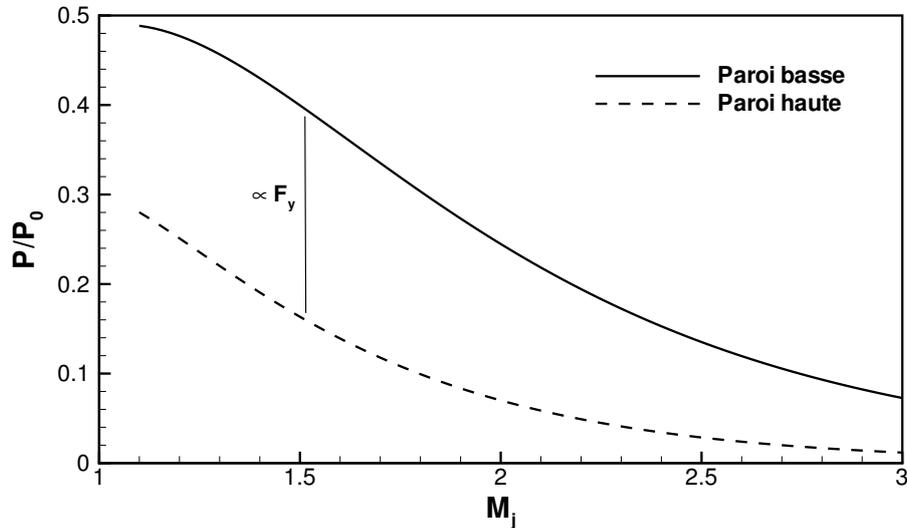


Figure IV.12 – Différence de pression entre les parois hautes (détente) et basses (Schmucker) en fonction du nombre de Mach

sur la même figure représente le point de fonctionnement de notre expérience ; le modèle nous donne alors un angle de poussée de $\beta = 1.7^\circ$, ce qui est une valeur légèrement supérieure aux résultats obtenus par calcul numérique. Le modèle, bien que très simple, semble donc offrir une estimation pertinente de l'angle de vectorisation.

5.2 Nombre de Mach-Angle du divergent

On souhaite maintenant vérifier la dépendance du système de vectorisation envers sa géométrie, et notamment l'angle de divergence θ . Ainsi, la figure IV.13 représente l'angle de déviation de poussée obtenu pour divers nombre de Mach M_j et angle de divergence θ , pour un taux de détente fixe égal à 3.7.

On retrouve bien évidemment la dépendance en nombre de Mach déjà observée auparavant, mais on peut constater également un certaine dépendance en θ . La ligne continue noire β_{10} , représente la limite du plan en deçà de laquelle l'angle de poussée est inférieur à 10 % de la valeur maximum. Ceci indique qu'à partir d'une certaine valeur de θ l'angle de vectorisation est faiblement dépendant de θ , de sorte qu'il ne vaut pas la peine d'apporter plus de divergence au système sinon de risquer de faire décoller naturellement la couche limite.

Comme précédemment, la figure IV.13 semble indiquer qu'un nombre de Mach aux alentours de $M_j \sim 1.5$, permettrait d'atteindre la valeur maximum de β pour des angles de divergent θ plus faibles. Encore une fois, ceci n'est qu'un artefact du critère de décollement choisi et du nombre Mach optimal qu'il nous indiquait précédemment.

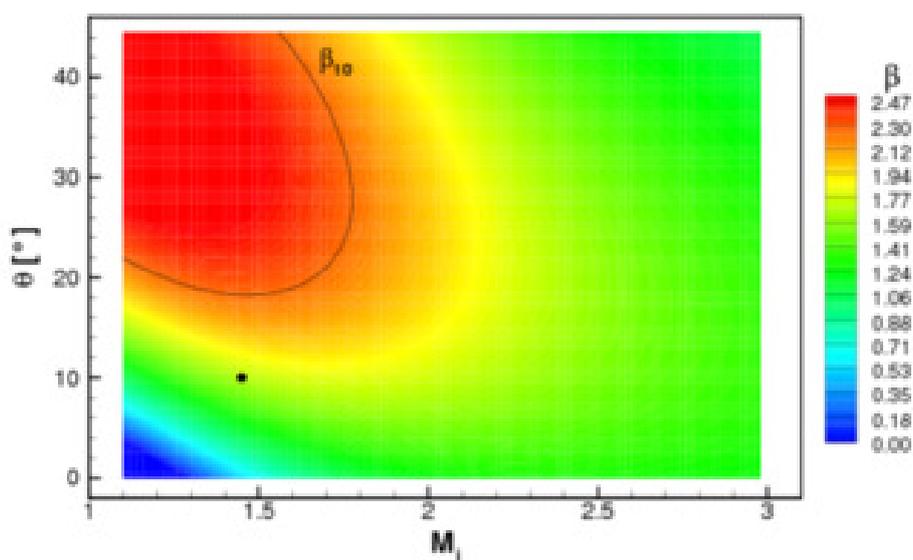


Figure IV.13 – Angle de vectorisation dans le plan M_j - θ . • point de fonctionnement de la présente expérience. — Contour $\beta = 0.9 \times \beta_{max}$

5.3 Discussions

Les constatations précédentes nous permettent d'avancer :

- que la position choisie du jet secondaire ne semble pas optimale et pénaliserait l'angle de vectorisation aux forts taux de détente, cette observation est en accord avec les travaux de Waithe et Deere [13] qui proposent de placer le jet secondaire le plus près possible de la lèvre de la buse afin d'éviter à la couche limite de recoller en aval et faire chuter la pression en paroi
- que l'angle des divergents n'est visiblement pas le plus optimal choisi, quelques degrés de plus nous aurait probablement permis d'augmenter sensiblement l'angle de vectorisation.

La figure IV.14 présente les résultats obtenus, en prenant en compte les considérations précédentes. Ainsi, l'injection est modélisée en bord de lèvre et la pression régnant sur la paroi basse est considérée uniforme et égale au saut de pression donnée par le critère de Schmucker. Ainsi on remarque que l'on s'affranchit de la dépendance en taux de détente de la tuyère et que, de ce fait, l'angle maximum donné par le modèle est $\beta = 3.68^\circ$, ce qui représente plus de 200% d'augmentation par rapport la configuration expérimentale.

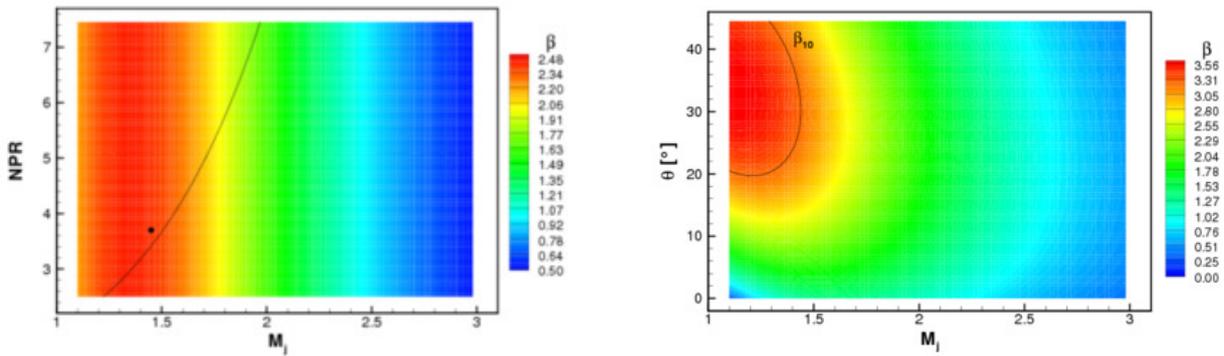


Figure IV.14 – Angle de vectorisation dans le plan M_J - NPR à gauche, M_J - θ à droite.

Si l'angle maximum calculé grâce à ce modèle reste relativement modeste, c'est aussi parce que nous nous sommes contraints à n'évaluer que les cas où le décollement prenait naissance sur l'arête du divergent. Ce décollement peut prendre naissance en amont de celle-ci, augmentant encore l'angle de vectorisation, mais le risque de voir l'onde de choc d'injection impacter la lèvre supérieure devient alors beaucoup plus important, entraînant une forte perte de poussée. C'est la raison pour laquelle nous avons restreint ce modèle.

6 Conclusion

Lors de ce chapitre nous avons exploité conjointement des données expérimentales et numériques afin, dans un premier temps, de déterminer comment évaluer expérimentalement les performances de notre système. Ensuite, les résultats issus du calcul numérique nous ont permis d'appréhender les mécanismes en jeu permettant la dissymétrisation des efforts sur les parois. Puis, nous avons pu réaliser un modèle simple nous permettant de faire varier aisément les paramètres principaux de l'écoulement et accéder aux limitations du système.

Il ressort de cette étude que la vectorisation du jet rectangulaire par soufflage sur un divergent court en fin de tuyère souffre de forts effets tri-dimensionnels, qui sont probablement dûs aux couches limites de coin. De plus, la forte dépendance en nombre de Mach du système est un frein quant à son utilisation à des nombres de Mach élevés. Il s'avère néanmoins qu'en plaçant la fente de soufflage en fin de divergent et en choisissant un angle de divergent suffisant, l'angle de vectorisation que l'on pourrait espérer (en se limitant aux cas des décollements naissant sur l'arête du divergent) serait d'environ 3.7° . Compte-tenu de la géométrie du problème (i.e. vectoriser par le petit côté de la tuyère) cela représente somme toute un résultat satisfaisant. Se pose alors la question de la réalisabilité de la maquette. Nous avons fait le choix de réaliser des bords de fuite fins, nous permettant d'évaluer l'impact de la manipulation sur la turbulence. La matière disponible en fin de divergent se trouve donc limitée de sorte que la fente d'injection n'a pu être placée à l'endroit optimal.

Dans la suite du document, nous allons nous intéresser au comportement du jet du point de vue du petit côté (dans le plan $\{x,z\}$). Nous discuterons alors de la structuration à grande échelle du jet et notamment de l'existence d'un mode de battement latéral de forte amplitude.

Chapitre V

Etude de la structuration à grande échelle du jet en régime non vectorisé

Il est connu depuis le milieu du vingtième siècle et les travaux de Powell [23, 26] que les jets rectangulaires supersoniques ont la faculté d'émettre une acoustique fortement tonale appelée "screech". Ce phénomène est alors accompagné d'une instabilité latérale à grande échelle du jet. Or, lors des divers essais il est apparu que le jet de la présente étude émettait également une acoustique très intense. De plus, au chapitre III, on a pu remarquer dans les spectres des signaux de vitesse, deux composantes fréquentielles fortement marquées. On souhaite donc dans ce chapitre explorer le lien qu'il peut y avoir entre l'acoustique se propageant dans la veine d'essai et la dynamique du jet.

1 Observation du phénomène

Un exemple de strioscopie instantanée du jet non-vectorisé, réalisée dans le plan du petit côté de la tuyère (x,z) , est présenté sur la figure V.1. Cette image est composée de deux strioscopies instantanées indépendantes l'une de l'autre, prises lors de deux rafales différentes. Elle montre que le jet bat fortement dans ce plan et que ce mode de battement semble fortement bidimensionnel.

En observant un peu plus en détail cette image, on peut remarquer dans les couches de mélange des structurations de grandes tailles qui sont convectées avec l'écoulement ; elles sont repérées par les flèches blanches. Ces structures semblent s'organiser très rapidement de part et d'autre du jet, causant ainsi le mode battement qui domine l'écoulement.

Les strioscopies montrent également la présence d'ondes acoustiques non linéaires dans l'écoulement externe, repérées par les flèches noires sur la figure V.1. L'observation de deux strioscopies prises à un très court intervalle de temps, montre que ces ondes acoustiques remontent l'écou-

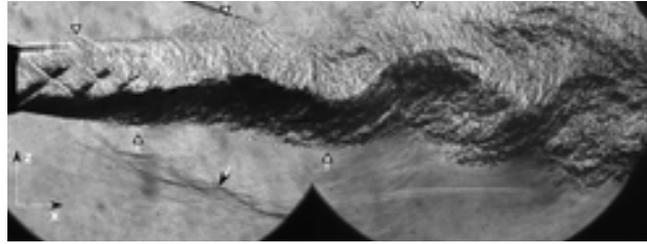


Figure V.1 – Strioscopies instantanées du jet naturel vues par le petit côté. Les deux images sont indépendantes.

lement subsonique et se réfléchissent sur le jet. La figure V.2 représente une strioscopie de l'écoulement en proche sortie de buse. Les structurations, introduites précédemment y sont entourées et le sens de déplacement des ondes acoustiques est repéré par des flèches. Ainsi, dans la partie basse de cette figure, on observe clairement la réflexion de l'onde incidente sur le jet.

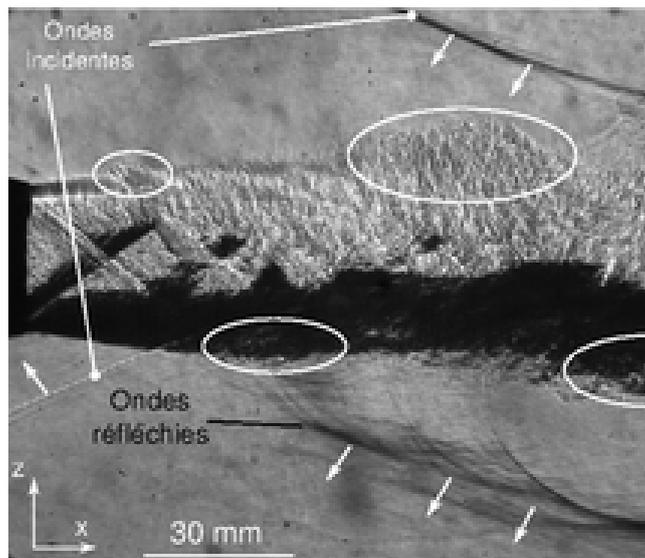


Figure V.2 – Strioscopie instantanée du jet naturel vue par le petit côté, en proche sortie de buse.

La strioscopie étant sensible au gradient de densité, ces ondes acoustiques sont comparables à des ondes de choc. L'origine de ces ondes n'a pu être visualisée, mais compte-tenu de leur sens de déplacement, il est fort probable qu'elles proviennent de réflexions sur la paroi de la veine avant de venir impacter le jet.

L'objectif de chapitre est dans un premier temps de caractériser les phénomènes que l'on

observe sur les strioscopies, et de mettre en évidence le couplage entre l'acoustique et le comportement aérodynamique du jet.

2 Etude des pressions en paroi de la veine d'essai

Des mesures de pression sont réalisées sur les quatre parois de la veine d'essai afin de vérifier les hypothèses annoncées précédemment. On se référera à ces capteurs par leurs numéros présentés sur la figure V.3. Les capteurs 3 et 1 sont placés sur les parois de la veine en regard avec le grand côté de la tuyère, et les capteurs 2 et 4 en regard avec les petits côtés. Ils sont placés au milieu des parois, à une distance $x/h = 8$ de la tuyère qui correspond aux environs du milieu de la seconde image sur la figure V.1.

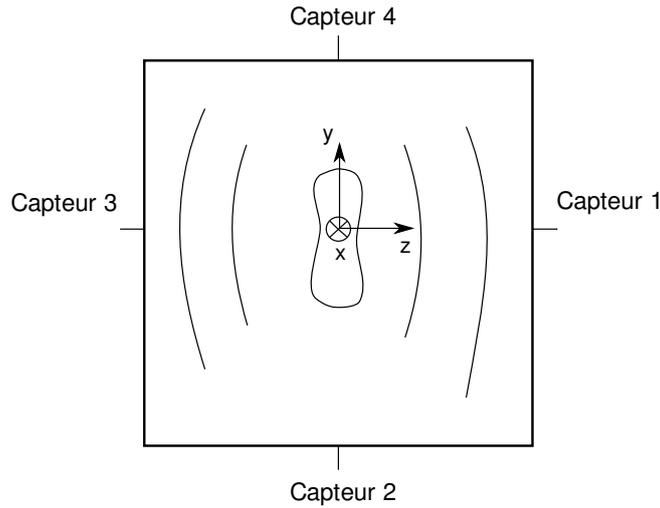


Figure V.3 – Répartition et numérotation des capteurs de pression en paroi de la veine d'essai.

On indicera les variables, dans la suite de ce volet, en fonction des numéros des capteurs : par exemple, S_{ij} représentera l'interspectre des signaux de pression issus des capteurs i et j ; respectivement S_{ii} sera le spectre du signal du capteur i .

2.1 Etude sur les parois parallèles aux grands cotés

La densité spectrale de puissance des fluctuations de pression sur la paroi 1 est présentée sur la figure V.4. Le spectre du signal issu du capteur 1 (i.e. S_{11}) est majoritairement composé d'une raie à $f_0 = 2,93 kHz$, suivie de plusieurs harmoniques paires et impaires. Cette fréquence

fondamentale est le signe du passage sur la paroi de la soufflerie de l'onde acoustique visualisée précédemment avec la strioscopie. Les harmoniques supérieures sont signe du raidissement du front d'onde par propagation non-linéaire, ce qui explique le fait que l'on puisse l'observer aussi nettement sur les strioscopies.

On observe également la présence de pics secondaires autour de la fréquence fondamentale et ses harmoniques à plus ou moins $\Delta f = 700\text{Hz}$. Ceci peut-être le signe de l'interaction quadratique entre les harmoniques $n f_0$ et une composante fréquentielle à 700 Hz.

Pour étayer ces hypothèses, on propose de calculer la fonction de bicohérence du signal [67]. La

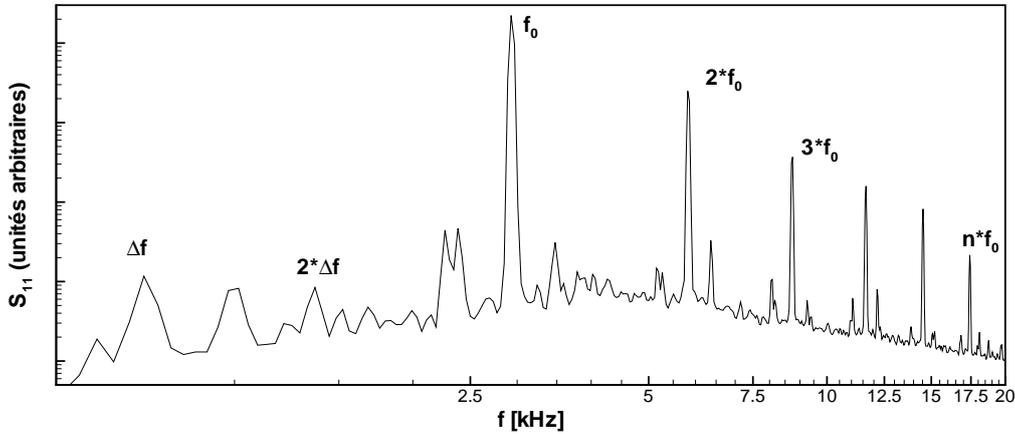


Figure V.4 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression du capteur 1.

bicohérence est définie par :

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{E[S(f_1)S(f_2)S^*(f_1 + f_2)]^2}{|S(f_1)S(f_2)||S(f_1 + f_2)|}, \quad (\text{V.1})$$

où $E[\cdot]$ dénote l'espérance mathématique et $*$ le complexe conjugué.

Cette fonction de bicohérence va nous permettre de faire ressortir du spectre du signal, les composantes fréquentielles f_1 et f_2 en cohérence de phase avec la composante $f_1 + f_2$. Cette cohérence de phase peut alors être signe d'une interaction quadratique entre les composantes f_1 et f_2 pour former la composante $f_1 + f_2$.

La fonction de bicohérence est généralement représentée dans le plan (f_1, f_2) . Toutefois, afin de simplifier la lecture, on présente sur la figure V.5 $b_{11}^2(f_0, f_2)$ où f_0 est la fréquence fondamentale de l'acoustique dans la veine d'essai. Cette figure représente donc les composantes fréquentielles f_2 et $f_0 \pm f_2$ du signal qui sont en cohérence de phase avec f_0 .

La fonction de bicohérence est composée de valeurs très proches de l'unité aux fréquences proportionnelles à f_0 . Il y a donc une certaine cohérence de phase entre les différentes harmoniques

du signal, ce qui indiquerait l'existence d'interactions non-linéaires entre ces composantes fréquentielles.

Une bicohérence non négligeable ($\simeq 0.5$) est également obtenue pour les couples $(nf_0 \pm \Delta f, nf_0)$, indiquant la possible existence d'interactions quadratiques entre ces composantes.

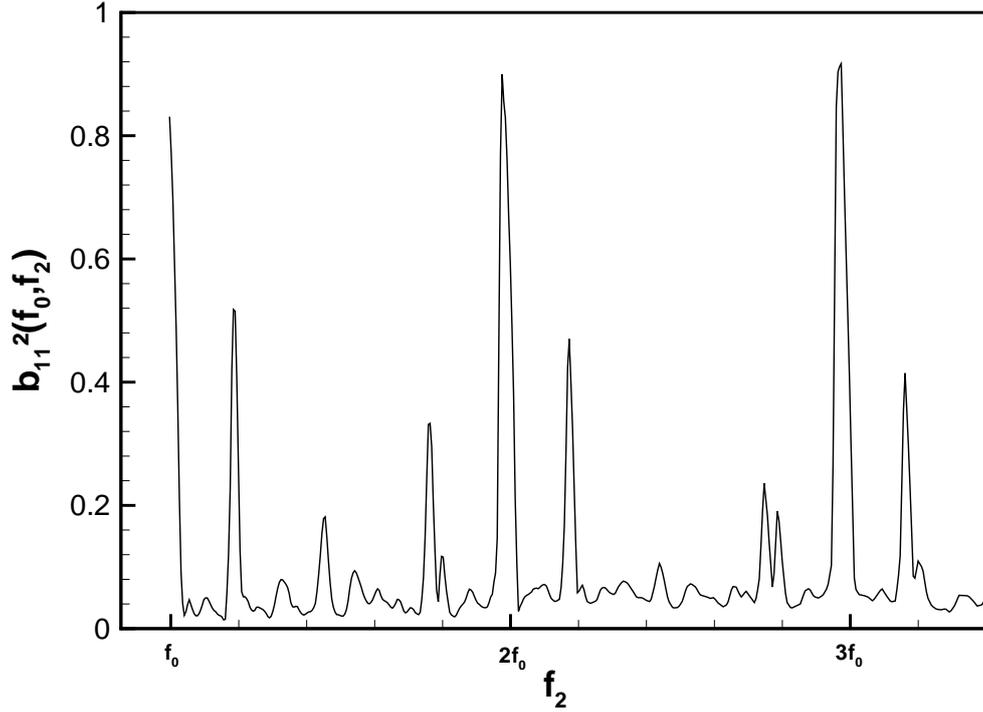


Figure V.5 – Bicohérence du signal du capteur 1.

La fonction de cohérence permet d'évaluer le degré de corrélation qu'il peut exister entre les composantes fréquentielles de deux signaux différents. Comme la bicohérence, elle varie entre 0 et 1 et elle est définie par :

$$\gamma_{ij}^2(f) = \frac{|S_{ij}(f)|^2}{S_{ii}(f)S_{jj}(f)} \quad (\text{V.2})$$

L'interspectre, la fonction de cohérence et la phase entre les deux capteurs opposés 1 et 3 sont présentés sur la figure V.6. On retrouve les pics à la fréquence f_0 et ses harmoniques dans l'interspectre. La cohérence est très proche de 1 à chacun de ses pics indiquant la forte corrélation entre ces composantes. On remarque de plus que les phases entre les deux signaux est de l'ordre de $-\pi$ pour la fondamentale, puis proche de 0 pour la seconde harmonique et presque π pour la troisième. L'onde acoustique que l'on observe avec les strioscopies possède donc bien un mode antisymétrique pour la composante f_0 (l'alternance de part et d'autre du jet) et les harmoniques impaires alors qu'il est symétrique pour les harmoniques paires.

Sur le spectre (figure V.4) on avait observé des pics aux fréquences $nf_0 \pm \Delta f$. La cohérence y est visiblement plus faible à ces fréquences qu'aux harmoniques, le lien entre les deux signaux est donc moins clair. En revanche, elle est proche de 1 à la fréquence Δf (c'est le premier pic de cohérence que l'on peut observer), et la phase est alors presque nulle. Cette composante serait symétrique de part et d'autre du jet.

2.2 Etude sur les parois parallèles aux petits cotés

Le spectre du signal de pression du capteur 2, présenté sur la figure V.7, est grandement différent du spectre du signal 1. On remarque que la composante f_0 y est beaucoup faible que la première harmonique, ce qui indique que les ondes acoustiques repérées précédemment traversent la veine d'essai de sorte que ce soit la composante $2f_0$ qui prédomine. Le pic à f_0 doit certainement provenir d'une erreur d'alignement des capteurs. De plus, les interactions avec la fréquence Δf semblent globalement moins fortes.

La cohérence présentée sur la figure V.8 est très proche de 1 aux fréquences que l'on a pu remarquer sur le spectre. Il semblerait qu'à ces composantes la phase soit toujours proche de zéro, ce qui indiquerait un comportement globalement symétrique de la pression sur les parois 2 et 4. De même que pour les signaux 1 et 3, la composante Δf montre une forte cohérence et une phase quasi nulle, soit un comportement symétrique.

2.3 Etude sur les parois contiguës

La figure V.9 présente l'interspectre, la phase et la cohérence entre les capteurs 1 et 4. On remarque dans un premier temps que les cohérences les plus fortes se trouvent aux fréquences $2f_0$ et $3f_0$, alors qu'elle est faible pour la composante f_0 . On remarque de plus, que la phase entre les signaux est d'environ $-\pi/2$ pour la fréquence f_0 . Ces observations montrent bien le fait que les capteurs situés sur les parois parallèles aux petits côtés de la tuyère enregistrent le passage des ondes acoustiques provenant des deux autres parois, et donc que l'acoustique est à dominante bidimensionnelle.

2.4 Discussion sur les phénomènes physiques mis en jeu

Composante basse fréquence Δf

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la composante Δf des signaux. Elle

V.2 Etude des pressions en paroi de la veine d'essai

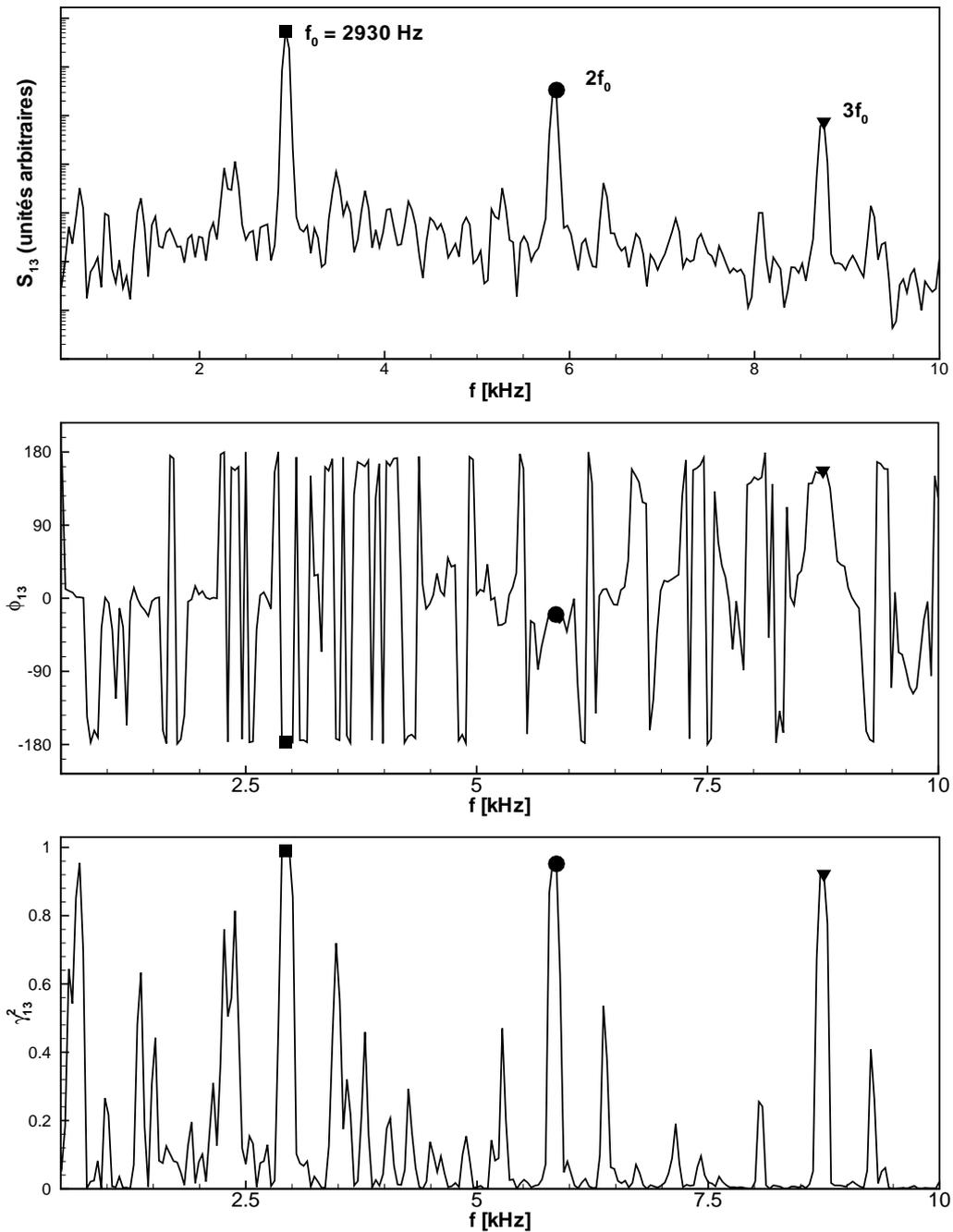


Figure V.6 – Interspectre, phase et cohérence (de haut en bas) entre les deux capteurs opposés (1 et 3).

semble en effet d'importance : on la retrouve sur chacun des signaux de pression ; elle interagit de plus avec les autres composantes fréquentielles de ces signaux, et sa valeur relativement basse (environ 700 Hz) est quelque peu intrigante.

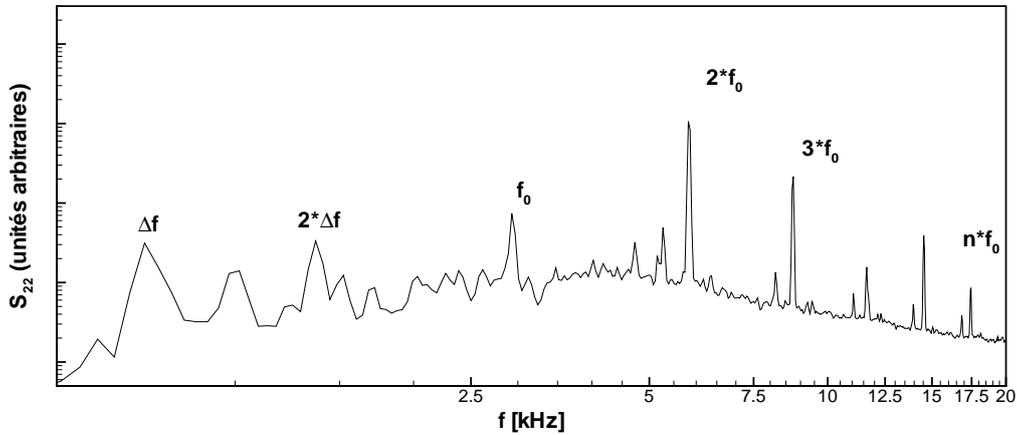


Figure V.7 – Densité spectrale de puissance du signal de pression du capteur 2.

Dans cette étude le jet s'écoule en veine guidée. De par ses caractéristiques géométriques, cette veine possède des modes propres de résonance que l'on peut aisément calculer. Le premier mode de résonance que l'on pourrait obtenir se rencontrerait à une fréquence de 340 Hz, ce qui est proche de $\Delta f/2$. La composante Δf pourrait alors être obtenue grâce à une combinaison de modes justes supérieurs. Etant données les valeurs très proches de la fréquence de résonance calculée et la fréquence mesurée, il est plus que probable que la composante Δf soit la signature de la mise en résonance acoustique de la soufflerie.

Une répartition de phase semblable au screech

A la fréquence f_0 , le déphasage de π observé pour les signaux de pression de part et d'autre du grand côté du jet est identique à celui mesuré par Raman et Rice [34] pour un jet rectangulaire sonique sous-détendu à un nombre de Mach d'adaptation $M_{fe} = 1.44$ soumis au screech. Les résultats numériques de Berland et al. [35] d'un jet plan à $M_{fe} = 1.55$ donnent un résultat identique. Pour les harmoniques supérieures, Raman et Rice [34] et Berland *et al.* [35] obtiennent un déphasage nul pour $f = 2f_0$ et π pour $f = 3f_0$. De plus, les composantes fréquentielles observables et la répartition de phase sur les parois parallèles aux petits côtés sont identiques à celles observées par Raman [5] pour des jets soniques sous-détendus. De ce point de vue, il semblerait donc que le jet de cette étude réponde à une excitation de type "screech".

Les fréquences mises en jeu

Ce phénomène de screech a été largement étudié depuis les années 1950 et les travaux de Powell [23, 26]. Il est généralement décrit comme une résonance auto-entretenu [28]. Des in-

V.2 Etude des pressions en paroi de la veine d'essai

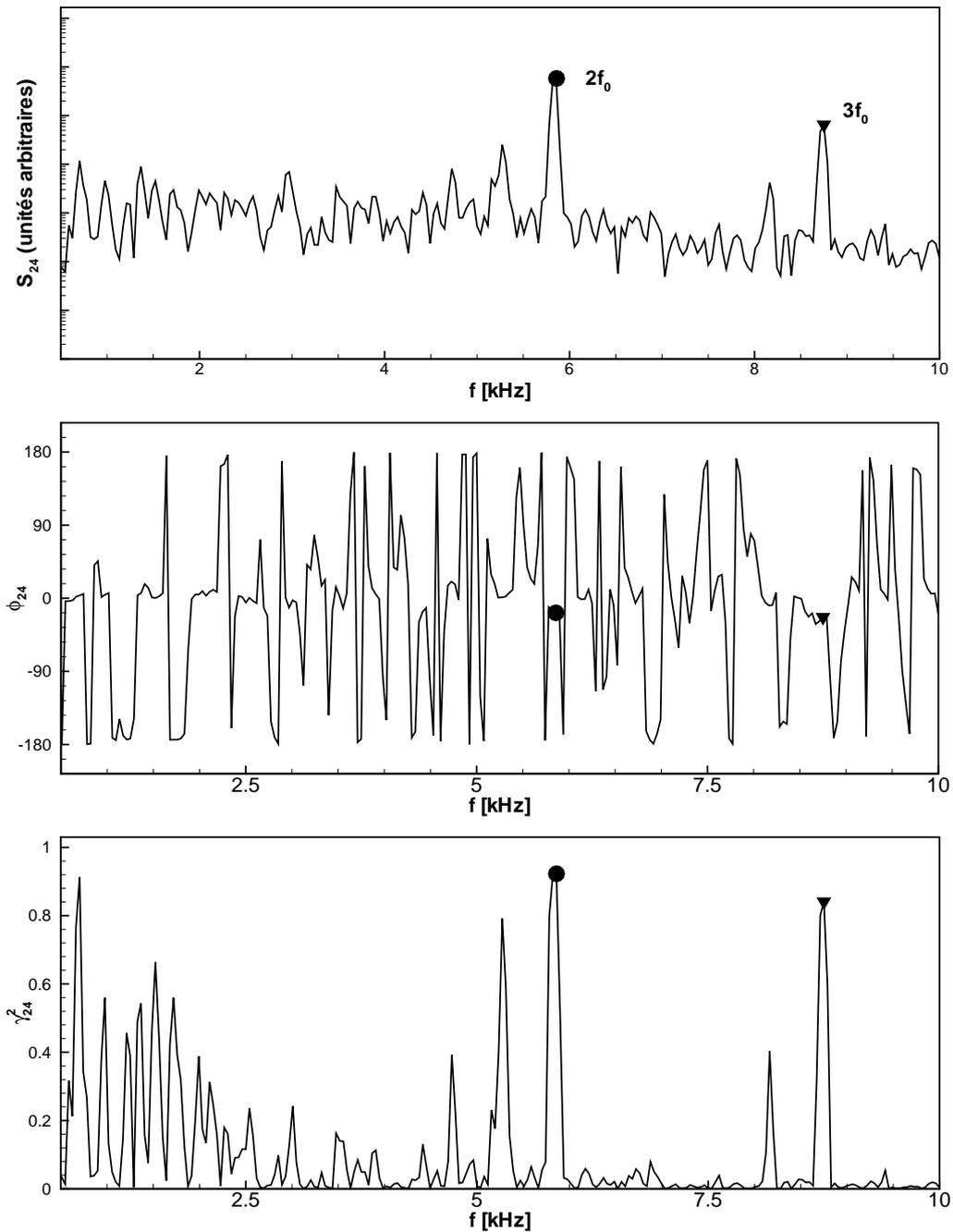


Figure V.8 – Interspectre, cohérence et phase entre deux capteurs opposés (2 et 4).

stabilités convectées dans la couche de mélange se développent et passent au travers du réseau d'ondes de chocs du jet. Lorsque ces instabilités possèdent suffisamment d'énergie, leur interaction avec les ondes de choc génère des ondes acoustiques qui se propagent en direction de la buse. En atteignant la lèvre de la tuyère, ces ondes excitent la couche de mélange naissante,

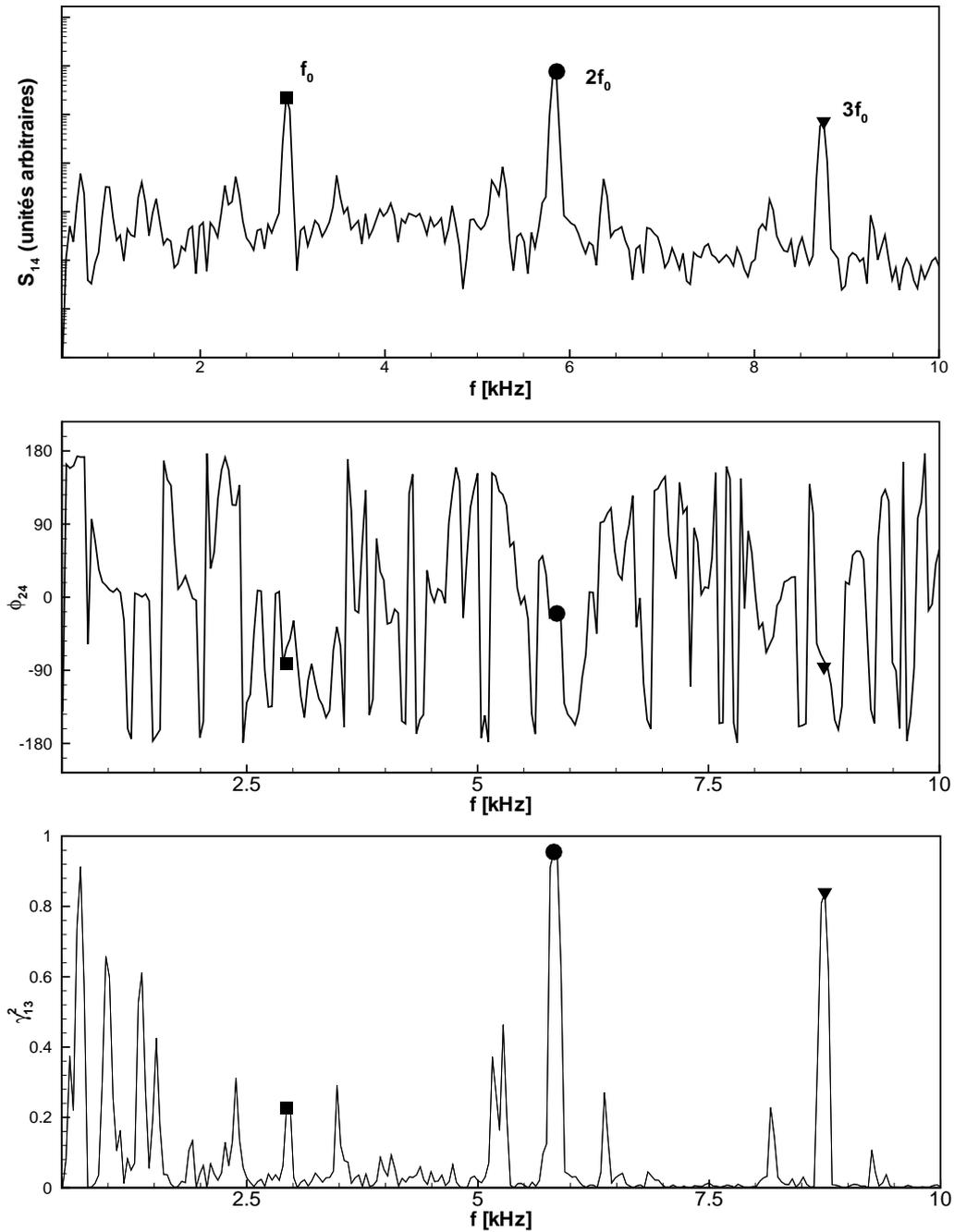


Figure V.9 – Interspectre, cohérence et phase entre deux capteurs contigus (1 et 4).

générant une nouvelle perturbation qui vient fermer la boucle de résonance.

Le modèle proposé par Tam [30] permet de prédire avec une excellente précision la fréquence fondamentale de screech. Ce modèle est bien adapté pour des jets rectangulaires classiques possédant un réseau simple d'ondes de choc. Si on applique ce modèle à notre expérience, la

fréquence fondamentale de screech devrait être alors $f_s = 1525Hz$. Cette fréquence théorique est du même ordre de grandeur que la composante $f_0 = 2930Hz$ de nos signaux mais sous-estime tout de même celle-ci d'un rapport environ égal à 2.

En étudiant des jets rectangulaires sortant d'une buse biseautée, Raman [5] montre que la fréquence dominante du screech dépend fortement de la géométrie du réseau d'ondes de choc présent à la sortie de la buse. Peu après, Tam *et al.* [36] utilisent une modélisation semblable à celui des jets rectangulaires classiques [30], mais tenant compte de la géométrie spécifique de la buse afin de prédire ces fréquences. Il ressort alors que si dans le cas d'un jet classique, le nombre d'onde du réseau de choc s'obtient en utilisant le mode le plus faible ; pour des géométries complexe Tam *et al.* [36] sont obligés d'utiliser des modes plus élevés. Ainsi, notre jet possédant une architecture de cellules qui lui est propre (voir chapitre II), il se pourrait que la longueur d'onde principale de ce réseau relève d'un mode élevé, expliquant la différence avec le premier modèle de Tam.

Conclusion

Dans un premier temps, on a pu mettre en évidence le lien entre les modes propres de résonance acoustique de la veine d'essai avec certaines des composantes fréquentielles des signaux de pression. Il semble donc que des modes propres de résonance de la veine aient été excités durant les rafales.

Ensuite, un second phénomène physique a pu être identifié : il semblerait que le jet de cette présente étude réponde à une excitation de type screech. Seulement, les auteurs s'accordent également à dire que la source acoustique est localisée dans le jet aux environs de la troisième ou quatrième cellule de choc du jet, même pour une géométrie complexe [5]. Nos visualisations indiquent que les ondes acoustiques qui perturbent la couche de mélange dans notre cas, proviennent d'une réflexion sur les parois de la veine d'essai. Il semblerait donc que l'on se trouve dans un cas particulier de boucle de rétroaction entre de l'acoustique se propageant dans la veine d'essai, possiblement introduite par le jet, et le jet lui-même. Cette boucle de rétroaction ne serait donc pas un screech, mais se comporterait comme tel : les remontées acoustiques interagissent ici fortement avec les parois.

Il est important de noter que même si le jet s'écoulait en champ libre, son développement aurait sans nul doute été contrôlé par un screech. La présence de parois a probablement modifié certaines des caractéristiques du screech de façon à ce que les fréquences en jeu ne soit pas totalement identiques, mais que le comportement du jet reste en grande partie le même.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons tenter de caractériser la dynamique du jet, à l'aide des strioscopies à temps décalés acquises, et essayer de lier les caractéristiques du battement observé et celles de l'acoustique caractérisée précédemment.

3 Etude de la dynamique du jet

Afin d'étudier la dynamique, on se propose d'effectuer une analyse par Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) des images obtenues par strioscopies à temps décalés. Nous commencerons tout d'abord par une brève introduction de la POD afin d'introduire les notations, puis exposerons les résultats obtenus.

3.1 Décomposition orthogonale aux valeurs propres

La décomposition orthogonale a été introduite par Lumley [68] afin d'identifier les structures cohérentes présentes au sein d'écoulements turbulents. Elle consiste à considérer que les structures cohérentes sont celles qui ont la plus grande projection sur le champ de vitesse, au sens des moindres carrés. Cette définition conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres dont le noyau est le tenseur des corrélations spatiales en deux points. Les modes propres ainsi obtenus constituent une base optimale au sens de l'énergie pour les réalisations de l'écoulement. Cette approche est dite "classique".

Cette approche a été ensuite adaptée par Sirovich [69] à des données très bien résolues spatialement mais dont le nombre d'échantillons est limité, ce qui est généralement le cas de données issues de mesures PIV mais aussi celui de nos visualisations strioscopiques. Cette approche, dénommée "Snapshot POD", est basée sur le tenseur des corrélations temporelles. C'est cette approche que nous allons brièvement décrire dans le but d'introduire les notations.

Pour de plus amples détails sur la POD, le lecteur pourra se référer à la thèse de Delville [70] par exemple.

Formalisme de la Snapshot POD

La décomposition obtenue par la POD est dans le cas d'un champ spatio-temporel :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a^{(n)}(t) \Phi_i^{(n)}(\mathbf{x}) \quad (\text{V.3})$$

$\Phi_i^{(n)}(\mathbf{x})$ est le mode spatial de rang n , et $a^{(n)}(t)$ est le coefficient de projection du mode n . Cette décomposition est obtenue par résolution du système aux valeurs propres :

$$\int_T C(t, t') a(t') dt' = \lambda a(t) \quad (\text{V.4})$$

$C(t, t')$ est le tenseur des corrélations temporelles :

$$C(t, t') = \frac{1}{TV} \int_{\Omega} u_i(\mathbf{x}, t) u_i(\mathbf{x}, t') d\mathbf{x} \quad (\text{V.5})$$

ou T est la longueur temporelle de l'échantillon et V le volume d'intégration. Les modes spatiaux $\Phi_i^{(n)}(\mathbf{x})$ sont alors obtenus par projection de la variable aléatoire $u_i(\mathbf{x}, t)$ sur les coefficients $a^{(n)}(t)$:

$$\Phi_i^{(n)}(\mathbf{x}) = \frac{1}{T\lambda^{(n)}} \int_T u_i(\mathbf{x}, t) a^{(n)}(t) dt \quad (\text{V.6})$$

Quelques propriétés des $a^{(n)}$ et $\Phi_i^{(n)}$

La base des fonctions propres $\Phi_i^{(n)}$ est orthonormale :

$$\left(\Phi_i^{(n)}, \Phi_i^{(m)} \right) = \delta_{nm} \quad (\text{V.7})$$

où δ_{nm} représente le symbole de Kronecker et vaut 1 si $n = m$, 0 sinon ; les coefficients de projections $a^{(n)}(t)$ sont non corrélés entre eux :

$$\langle a^{(n)} a^{(m)} \rangle = \delta_{nm} \lambda^{(n)} \quad (\text{V.8})$$

3.2 Analyse POD des strioscopies

Ce volet du document est consacré à l'analyse POD des strioscopies instantanées. Avant d'exposer les résultats, nous décrirons le domaine d'étude choisi ainsi que les méthodes de pré-traitement qui ont dû être employées.

3.2.1 Traitements préalables, domaine d'étude

L'analyse POD s'est portée sur les images acquises où le battement du jet est bien développé. De plus, sur chaque image strioscopique acquise toute l'information disponible n'est pas relative à l'écoulement : la taille du faisceau de lumière étant imposée par le montage optique, certaines régions du capteur de la caméra ne sont jamais éclairées ; à l'inverse, la partie subsonique de

l'écoulement n'est siège d'aucun gradient de densité (si l'on excepte les ondes acoustiques) et sont donc toujours éclairées. Le domaine d'étude sur lequel est appliqué l'analyse POD est restreint à une sous-partie $5 < x/h < 9.5$ et $-1.6 < z/h < 1.6$ comme illustré sur la figure V.10.

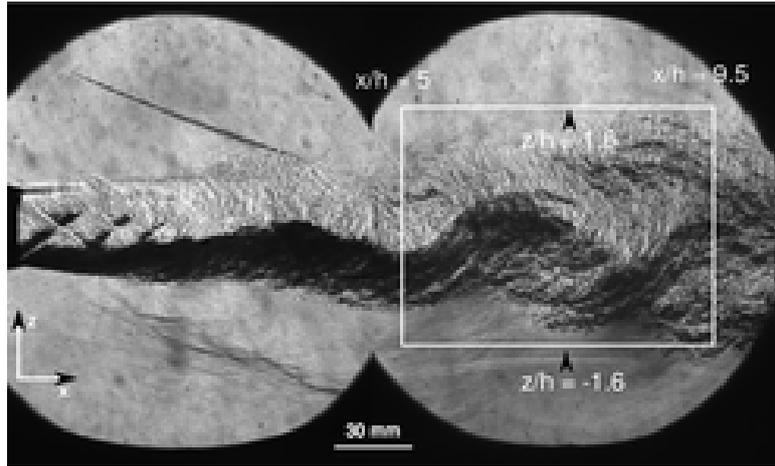


Figure V.10 – Domaine d'étude des strioscopies.

Même en restreignant l'étude à un sous-domaine, la résolution de l'image originelle étant grande (1200×1600 pixels), l'information contenue dans le sous-domaine est extrêmement riche. Les coûts de calculs et la mémoire nécessaire à leur exploitation sont prohibitifs. On réalise dans un premier temps une moyenne glissante sur l'image à l'aide d'une fenêtre d'interrogation de 3×3 pixels. Ainsi, seules les informations relatives aux grandes échelles sont conservées. Puis, un sous-échantillonnage de l'image est réalisé en ne prenant qu'un point sur trois de l'image lissée, ce qui permet de diminuer la taille du problème à résoudre tout en conservant l'information portant sur le battement du jet.

La source lumineuse utilisée lors de l'acquisition fonctionne par arc électrique. La particularité du système utilisé est de disposer de deux paires d'électrodes pour pouvoir générer deux étincelles à deux instants différents. Cette caractéristique sera employée par la suite pour l'étude de la dynamique de l'écoulement. Mais le chemin optique peut alors différer légèrement d'une image à l'autre de façon à ce que les deux images ne possèdent pas une luminosité ni un contraste identiques. Pour palier à ce problème, le signal contenu est normalisé afin que chacune des images possède finalement la même énergie. Néanmoins, on s'aperçoit (figure V.11a) que des différences de contraste subsistent encore et décidons d'appliquer une méthode de spécification d'histogrammes. Cette méthode consiste à appliquer à la valeur de chaque pixel d'une image la pondération nécessaire afin que l'histogramme de cette image corresponde à l'histogramme d'une image spécifiée. La figure V.11b présente les histogrammes des mêmes images que pré-

cédemment une fois leurs histogrammes spécifiés. Toutes les images possèdent maintenant un contraste et une luminosité comparable. On souhaite s'assurer ainsi que les modes POD que l'on obtiendra représenteront de l'information relative à l'écoulement, et non à l'éclairage.

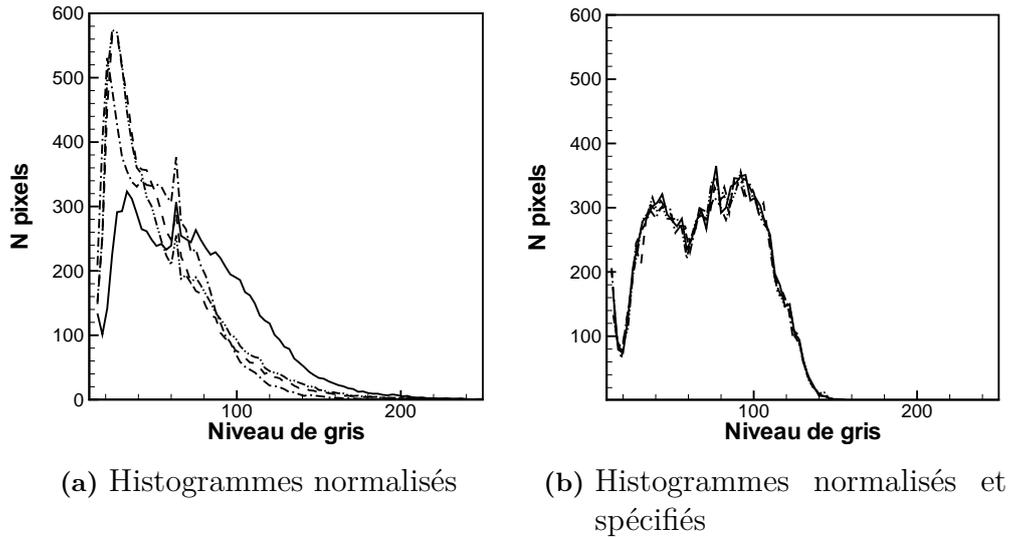


Figure V.11 – Corrections des 5 premières images.

On présente figure [V.12](#) une image originale et sa version lissée, normalisée et corrigée. On remarque que la structuration du jet, liée à son mode de battement, est bien visible sur l'image [V.12b](#).

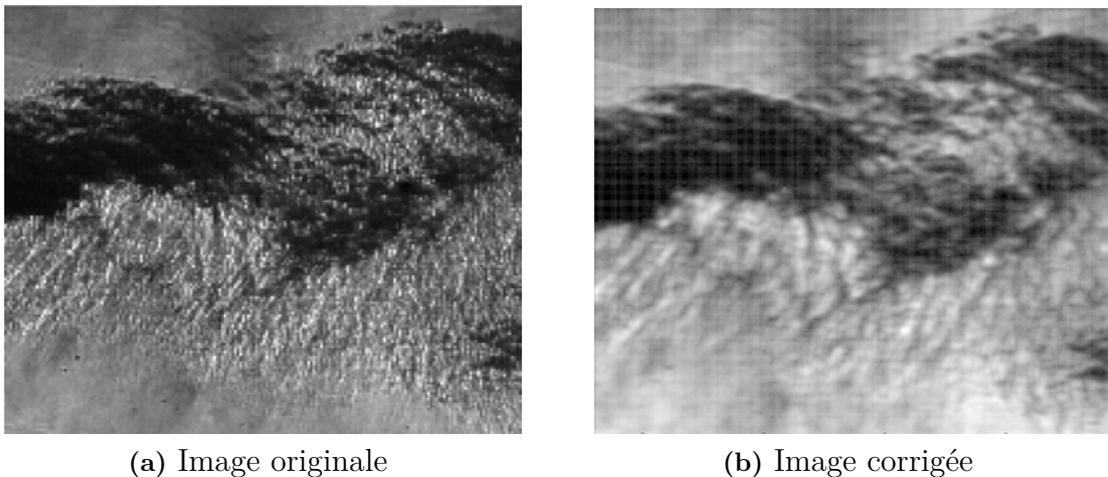


Figure V.12 – Comparaison d'une image originelle et corrigée.

3.2.2 Méthodologie

On retire tout d'abord la moyenne des images afin de travailler sur les fluctuations de niveau de gris. Soit $g(x, y, t)$ cette fluctuation à l'instant t au point (x, y) , on décompose les niveaux gris fluctuants grâce à une "snapshot POD" :

$$g(x, y, t) = \sum_{n=1}^{N_s} a^{(n)}(t)\phi^{(n)}(x, y), \quad (\text{V.9})$$

où N_s représente le nombre de modes POD directement donné par le nombre de striescopies instantanées disponibles, soit $N_s = 200$ dans notre cas. De plus, ces visualisations sont réalisées à temps décalés, de sorte qu'il est possible d'obtenir la dérivée temporelle des coefficients de projection. La figure V.13 présente le chronogramme type de l'acquisition d'une paire d'images.

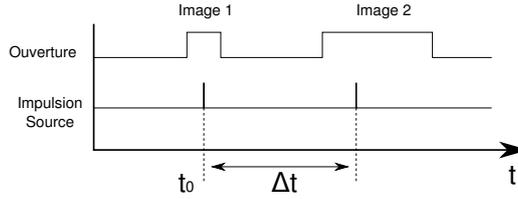


Figure V.13 – Chronogramme de l'acquisition d'une paire d'image striescopique.

Plusieurs intervalles de temps sont testés et parmi ceux-ci, celui qui permet de suivre d'une image à l'autre les grosses structures de l'écoulement est égal à $30\mu s$. Ce qui correspond à un dixième la période d'excitation acoustique. La figure V.14 présente un couple d'images prises à un intervalle de temps $\Delta t = 30\mu s$, on voit qu'il est possible d'une image à l'autre de suivre le déplacement de structures liées au battement du jet.

Chacune des ces images est projetée sur la base POD calculée grâce à l'ensemble des réalisations et les dérivées temporelles des coefficients de projections sont obtenues par différences finies à l'ordre 2 :

$$\dot{a}^{(n)}(t + \Delta t/2) = \frac{a^{(n)}(t + \Delta t) - a^{(n)}(t)}{\Delta t}. \quad (\text{V.10})$$

Afin de conserver les échantillons de $\dot{a}^{(n)}$ et $a^{(n)}$ simultanés, les coefficients temporels sont interpolés à $t + \Delta t/2$:

$$a^{(n)}(t + \Delta t/2) = \frac{a^{(n)}(t + \Delta t) + a^{(n)}(t)}{2}. \quad (\text{V.11})$$

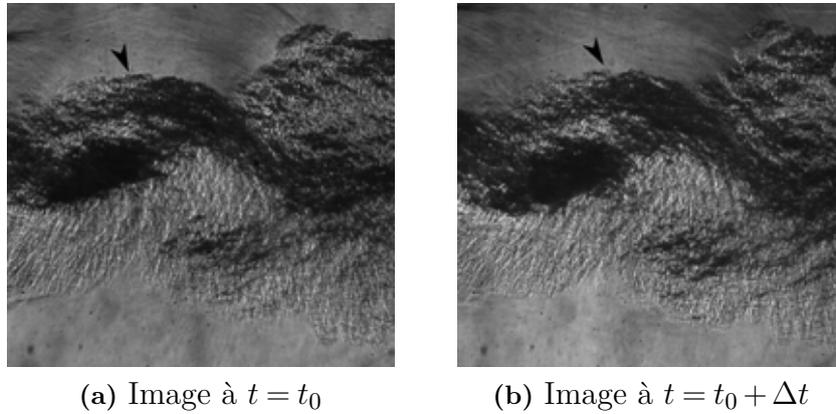


Figure V.14 – Couple de visualisations instantannées à $\Delta t = 30\mu s$

3.2.3 Résultats

Le spectre des valeurs propres, ainsi que l'énergie cumulée croissante, sont présentés sur la figure V.15. Bien que les cinq premiers modes POD ne représentent que 60 % de l'énergie, ils sont suffisants pour produire des reconstructions partielles qui décrivent correctement le battement du jet (voir figure V.16).

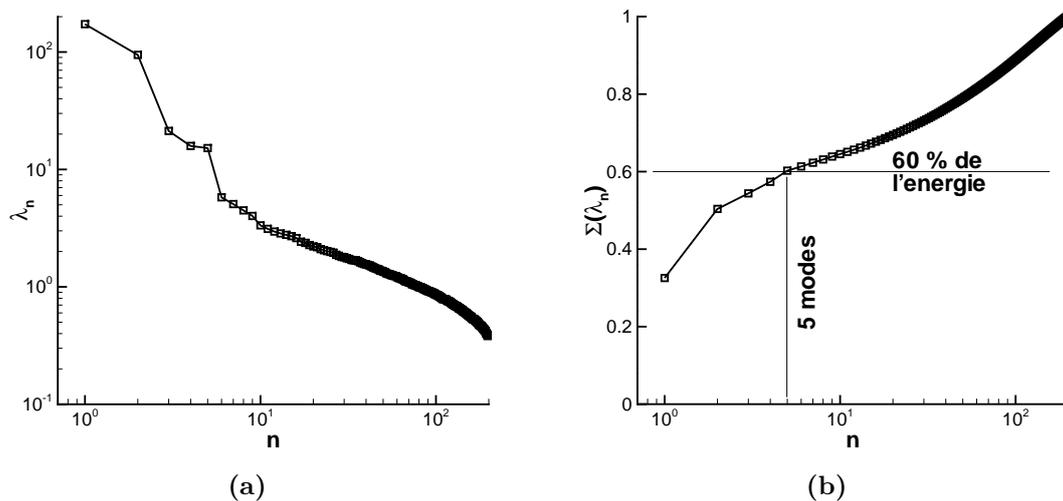


Figure V.15 – (a) spectre des valeurs propres, (b) énergie cumulée dans les n premiers modes.

On remarque de plus que le contenu énergétique des modes 1 et 2, mêmes s'ils ne sont pas tout à fait du même ordre de grandeur, possèdent à eux deux une part conséquente de l'énergie

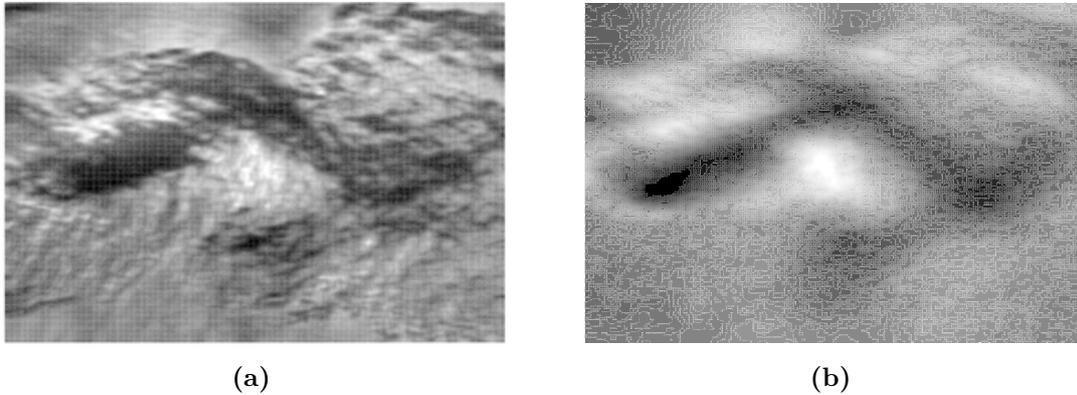


Figure V.16 – Comparaison d’une image fluctuante originale et d’une caricature à 5 modes. (a) image originale (b) Reconstruction POD correspondante.

et semblent aller de paire. Ceci provient du fait que les visualisations capturent le mouvement convectif de l’écoulement. Comme le montre Rajaee et al. [71], une paire de fonctions propres est nécessaire pour reproduire un mouvement de convection dans le plan d’observation à partir de fonctions $\Phi^{(n)}(x, y)$ fixes dans l’espace. De ce fait, les dynamiques temporelles des modes 1 et 2 sont similaires, la différence majeure provenant d’un déphasage de $\pi/2$. Dans l’espace des phases présenté figure V.17, les modes temporels $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$ parcourent alors simplement le cercle trigonométrique.

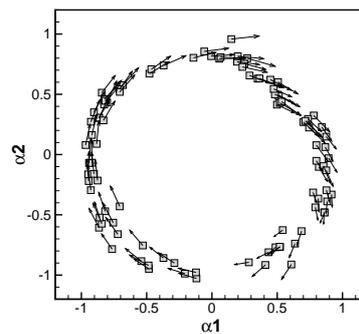


Figure V.17 – Diagramme de phase $(a^{(1)}- a^{(2)})$, les vecteurs sont formés à partir des dérivées temporelles $(\dot{a}^{(1)}, \dot{a}^{(2)})$

Les modes spatiaux $\Phi^{(1)}$ et $\Phi^{(2)}$ sont présentés figure V.18. Ils montrent clairement un motif antisymétrique par rapport à l’axe du jet. Il semblerait donc que ces deux modes puissent représenter le mode fondamental antisymétrique de battement du jet.

Les modes 3, 4 et 5 possèdent des contenus énergétiques très proches ($\lambda_3 \simeq \lambda_4 \simeq \lambda_5$). Leurs motifs spatiaux, présentés V.20, diffèrent en revanche. Si les modes 4 et 5 ont un motif compa-

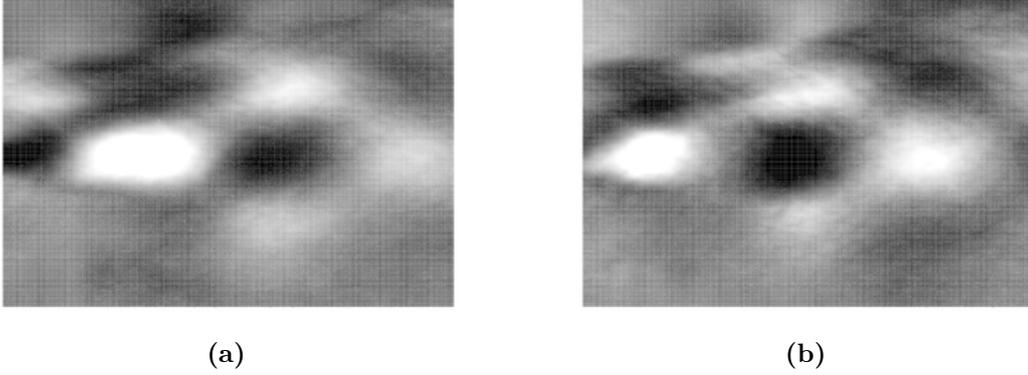


Figure V.18 – (a) Mode spatial 1, (b) mode spatial 2

rable, le mode 3 ne semble pas présenter de motif aussi clairement.

La dynamique temporelle des modes 3 et 4, présentée figure V.19, montre une nette dissociation selon que l'on considère les images prises à t ou à $t + \Delta t$. Il s'agit en fait d'une différence d'intensité lumineuse entre les deux images successives, due au fait que deux sources lumineuses sont utilisées pour obtenir les deux images. Cette différence persiste malgré les traitements préalables (*i.e.* normalisation et spécification d'histogramme), et se répercute sur les modes 3 et 4. Seulement, la coupure entre les deux images dans le diagramme de phase ($a^{(3)} - a^{(4)}$) (figure V.19) se forme de part et d'autre de la droite $a^{(3)} \simeq a^{(4)}$, ce qui indique que ces deux modes contiennent de l'information relative à l'éclairage mais également à l'écoulement. Les diagrammes de phase ($a^{(3)} - a^{(5)}$) et ($a^{(5)} - a^{(4)}$) (figure V.19) corroborent également cette information, et il est donc impossible d'évincer l'un des ces deux modes ($a^{(3)}$ ou $a^{(4)}$) au profit du second.

Ces trois modes (3, 4 et 5) semblent donc relatifs à la même information, or seulement deux modes sont nécessaires pour propager un motif [71]. Une combinaison de deux de ces modes pourrait nous permettre de remonter à un système classique à deux fonctions propres. Afin d'étudier cette probabilité, nous formons les couples de modes ($a^{(ij)} - a^{(k)}$) où $a^{(ij)}$ représente la combinaison du mode i et du mode j . Les modes 3, 4 et 5 ne possédant pas exactement la même énergie, on se propose de former le mode $a^{(ij)}$ sans privilégier énergétiquement un mode par rapport à l'autre. Le mode $a^{(ij)}$ est donc obtenu par :

$$a^{(ij)}(t) = \frac{\lambda^{(i)} a^{(j)}(t) + \lambda^{(j)} a^{(i)}(t)}{\sqrt{\lambda^{(j)} \lambda^{(i)}}}, \quad (\text{V.12})$$

ainsi l'énergie de ce mode vaut $\langle a^{(ij)} a^{(ij)} \rangle = \lambda^{(j)} + \lambda^{(i)}$ et l'énergie du système initial est conser-

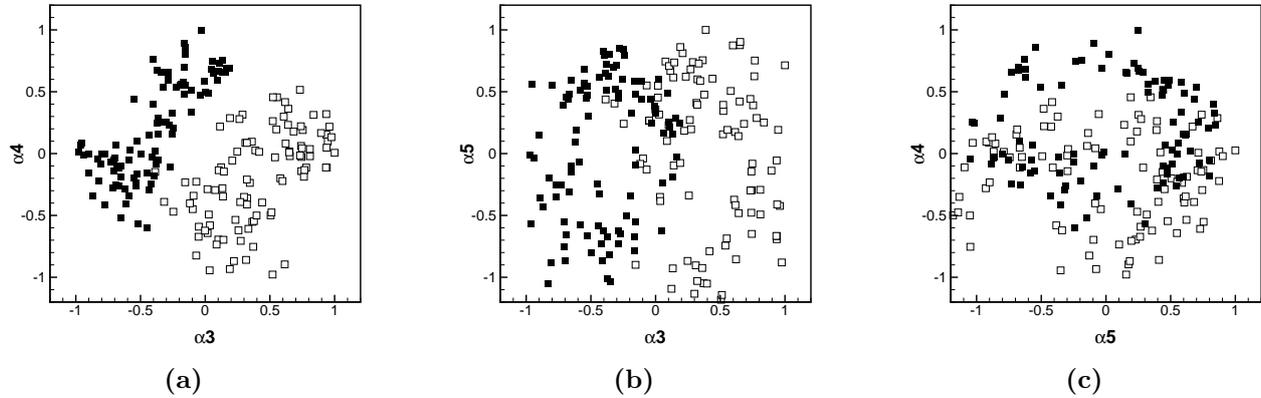


Figure V.19 – Diagrammes de phase des modes 3, 4 et 5. Les carrés blancs et noirs représentent les images à t et $t + \Delta t$ respectivement.

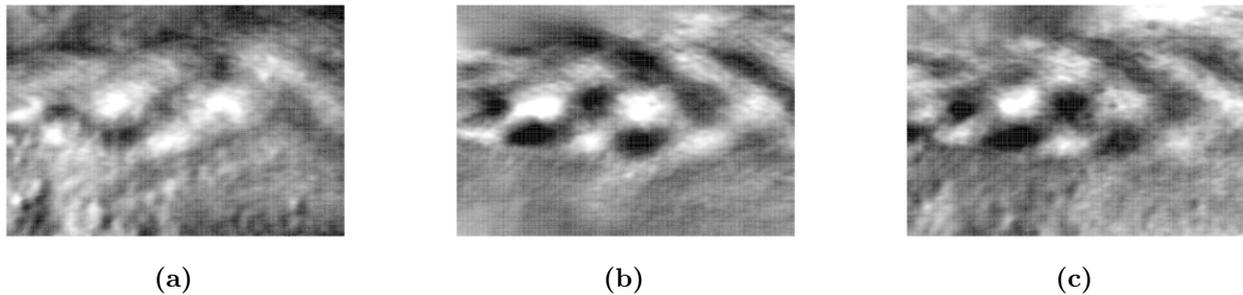


Figure V.20 – Modes spatiaux 3,4 et 5

vée. Le mode spatial associé est retrouvé en projetant les images initiales sur le mode temporel grâce à l'équation V.6. Il correspond finalement à la même combinaison linéaire que précédemment mais appliquée aux modes spatiaux.

La dynamique temporelle des différentes combinaisons formées est présentée sur la figure V.21. Lorsque l'on associe les modes 4 et 5 (figure V.21a) ou les modes 3 et 5 (figure V.21b) entre eux, on observe toujours une dissociation entre les deux images successives; alors que si l'on associe les modes 3 et 4, le diagramme de phase $(a^{(34)}, a^{(5)})$ montre que les images se répartissent plus uniformément autour du cercle. C'est donc cette association que l'on choisira pour la suite de l'étude.

La dynamique du couple $(a^{(34)}, a^{(5)})$ se trouve donc similaire à celle du couple $(a^{(1)}, a^{(2)})$, et l'étude des diagrammes de phase du système, figure V.22, semble montrer que le couple $(a^{(34)}, a^{(5)})$ évolue à une fréquence double du couple $(a^{(1)}, a^{(2)})$.

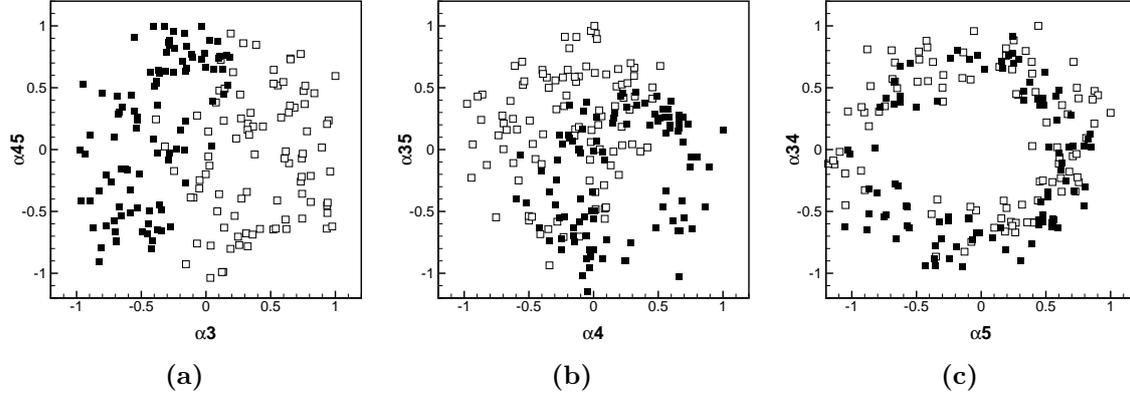


Figure V.21 – Diagrammes de phase des différentes combinaisons de modes. Les carrés blancs et noirs représentent les images à t et $t + \Delta t$ respectivement.

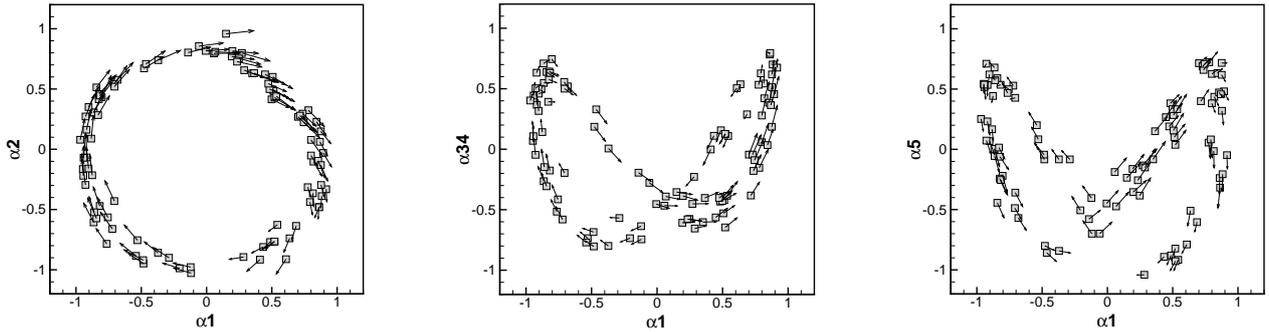


Figure V.22 – Diagrammes de phase des modes 1, 2, 3-4 et 5.

La figure V.23 présente l'évolution de la phase entre les modes $a^{(34)}$ et $a^{(5)}$ en fonction de la phase entre $a^{(2)}$ et $a^{(1)}$. Ainsi, pour chaque échantillon, la phase entre $a^{(34)}$ et $a^{(5)}$ est toujours double de celle entre $a^{(2)}$ et $a^{(1)}$, ce qui montre bien que les modes $a^{(34)}$ et $a^{(5)}$ évoluent à une fréquence double des modes $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$, avec un déphasage initial de $\pi/4$.

Il est possible alors de tracer l'évolution des différents modes du système en fonction de $\text{atan}(a^{(2)}/a^{(1)})$, qui représente alors la phase du système global. Cette représentation est donnée sur la figure V.24, chacun des modes dessine alors une sinusoïde.

Comme les deux premiers modes POD contiennent une part non négligeable de l'énergie, et que leurs coefficients temporels sont simplement déphasés de $\pi/2$; il est possible, en ne tenant compte que du sous-système formé des modes 1 et 2, d'évaluer la fréquence caractéristique d'évolution des modes 1 et 2 [72].

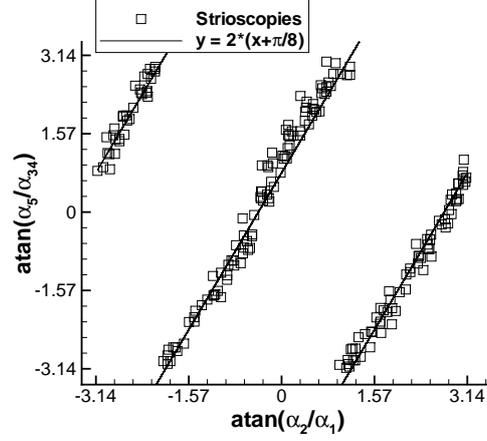


Figure V.23 – Evolution de la phase entre les modes 4 et 5 et les modes 1 et 2.

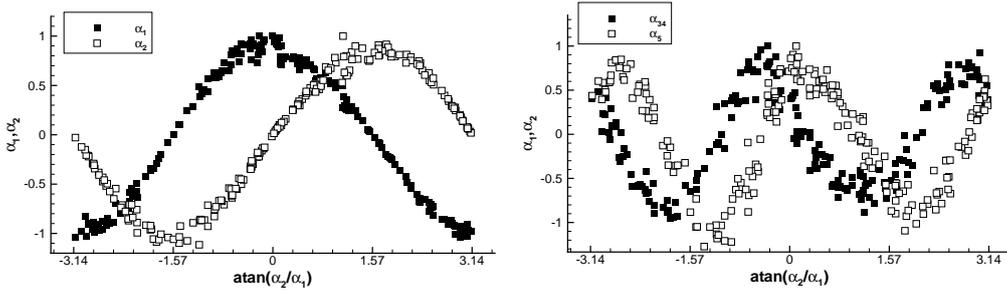


Figure V.24 – Evolution des modes 1,2, 3-4 et 5 an fonction de $\text{atan}(a^{(2)}/a^{(1)})$

La figure V.25 présente les corrélations $\langle a^{(i)}\dot{a}^{(j)} \rangle$ pour les premiers modes. On remarque que leurs valeurs sont faibles pour $i = j$ et $i, j \leq 2$. Le tableau V.1 présente les valeurs moyennes et l'écart-type σ des dérivées des 2 premiers modes. On remarque que les valeurs moyennes des dérivées temporelles des deux premiers coefficients ne sont pas nulles. Cependant, les fluctuations autour de cette valeur sont très importantes (au moins deux fois la valeur moyenne) de sorte que nous négligerons ces valeurs moyennes afin de poursuivre l'étude.

i	$\langle \dot{a}^i \rangle$	$\sigma_{\dot{a}^i}$
1	94.77	210.97
2	29.61	206.81

Tableau V.1 – Tableau des valeurs moyennes et écart-type des 2 premiers coefficients temporels.

Les coefficients a^i étant à moyenne nulle par définition, les corrélations $\langle a^{(i)}\dot{a}^{(j)} \rangle$ étant

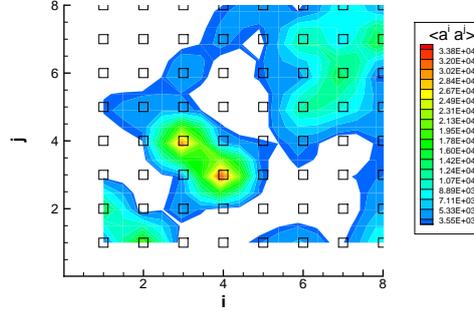


Figure V.25 – Correlations $\langle a^{(i)} \dot{a}^{(j)} \rangle$ pour les premiers modes.

faibles si $i = j$ et, en considérant les dérivées temporelles comme étant à moyennes nulles, on peut réduire le système dynamique formé des deux premiers modes à :

$$\begin{cases} \dot{a}^{(1)} &= L_{12} a^{(2)} \\ \dot{a}^{(2)} &= L_{21} a^{(1)}, \end{cases} \quad (\text{V.13})$$

que l'on peut alors facilement intégrer pour obtenir :

$$\begin{cases} a^{(1)} &= K_1 \cos(\omega t + \phi_1) \\ a^{(2)} &= -K_2 \cos(\omega t + \phi_2), \end{cases} \quad (\text{V.14})$$

où $\omega = \sqrt{-L_{12}L_{21}} = 2\pi f$. La fréquence caractéristique est alors directement liée à L_{12} et L_{21} , qui peuvent être évaluées en utilisant une régression linéaire comme indiquée sur la figure V.26. On obtient alors $L_{12} = 1.88 \times 10^4 s^{-1}$ et $L_{21} = -1.89 \times 10^4 s^{-1}$, ce qui donne une fréquence de $f = 3000 Hz$. Cette fréquence est seulement 2.3% plus élevée que la fréquence fondamentale $f_0 = 2930 Hz$ obtenue de l'étude des signaux de pressions aux parois de la veine d'essai. Cette fréquence est également celle obtenue avec le spectre des signaux de vitesse présenté figure V.27. On a montré de plus, que les modes $a^{(3)}$ et $a^{(5)}$ évoluent à fréquence double des deux premiers, qui est donc égale à la première harmonique $2f_0$ obtenue des signaux de pressions. De plus, les modes spatiaux 1 et 2 (figure V.18) montrent un caractère antisymétrique par rapport à l'axe du jet, et les modes 4 et 5 V.20 un caractère symétrique. Or, la phase des signaux de pression sur les parois opposées montre également le même comportement pour la composante fondamentale et sa première harmonique (voir figure V.6). Il semblerait donc que la dynamique de battement du jet possède des caractéristiques semblables à l'acoustique externe, mettant ainsi en évidence le couplage entre les deux.

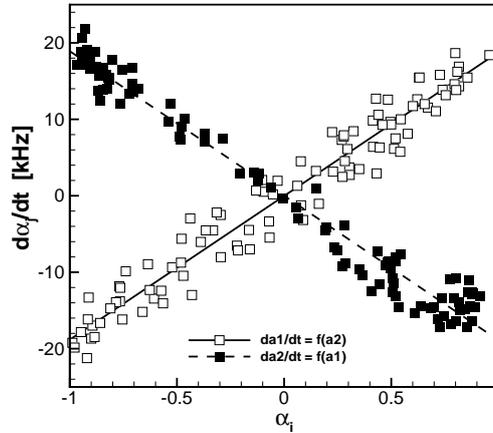


Figure V.26 – Obtention de la fréquence caractéristique d'évolution des modes 1 et 2.

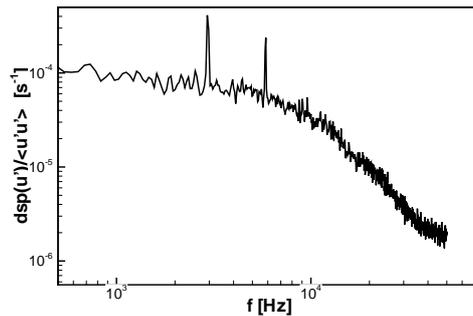


Figure V.27 – Densité spectrale de puissance du signal de vitesse au coeur de la couche de mélange.

3.3 Modélisation dynamique d'ordre réduit

L'étude précédente a permis de mettre en évidence le fait que les modes $a^{(34)}$ et $a^{(5)}$ évoluent à une fréquence double des modes $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$ (voir figure V.23), ce comportement provient sans nul doute d'interactions quadratiques au même titre que les harmoniques présentes au sein des signaux de pression en paroi de la veine d'essai (voir figure V.5). De ce fait, il serait judicieux de modéliser le comportement du système par un modèle dynamique quadratique. Cependant, le nombre d'échantillons disponibles (100 couples $(a^{(n)}, \dot{a}^{(n)})$) est trop faible pour identifier correctement les coefficients d'un tel système. Nous nous limiterons donc à l'étude d'un système dynamique linéaire.

D'une manière générale, un système dynamique linéaire s'écrit :

$$\dot{a}^{(i)} = L_{ij}a^{(j)}. \quad (\text{V.15})$$

L'identification des coefficients L_{ij} peut s'effectuer en multipliant l'équation précédente par $a^{(k)}$ et en considérant sa moyenne d'ensemble $\langle \cdot \rangle$. il vient alors :

$$\langle a^{(k)} \dot{a}^{(i)} \rangle = L_{ij} \langle a^{(k)} a^{(j)} \rangle = L_{ij} \lambda^{(j)}. \quad (\text{V.16})$$

L'étude de la matrice des coefficients L_{ij} dans cette étude montre que seuls les termes L_{12} , L_{21} , L_{34-5} et L_{5-34} sont significatifs. De plus, on observe que $L_{12} \simeq L_{21} \simeq L_{34-5}/2 \simeq L_{5-34}/2$. En imposant un système linéaire, on obtient donc deux systèmes dynamiques dont l'un évolue à fréquence double de l'autre et dont le déphasage entre l'un et l'autre sera donné par la condition initiale. Le système dynamique obtenu est donc le suivant :

$$\begin{cases} \dot{a}^{(1)} &= L_{12} a^{(2)} \\ \dot{a}^{(2)} &= -L_{21} a^{(1)} \\ \dot{a}^{(34)} &= 2L_{12} a^{(5)} \\ \dot{a}^{(5)} &= -2L_{21} a^{(34)}, \end{cases} \quad (\text{V.17})$$

Le système présenté est simulé grâce à un algorithme de Runge-Kutta à l'ordre 4. On choisit la condition initiale de façon à ce qu'elle se situe dans une région de portrait de phase où il semble n'y avoir que peu de dispersion, assurant une bonne représentation de l'ensemble des échantillons. La simulation obtenue est présentée figure V.28. Le modèle ainsi simulé reproduit les caractéristiques principales du système expérimental.

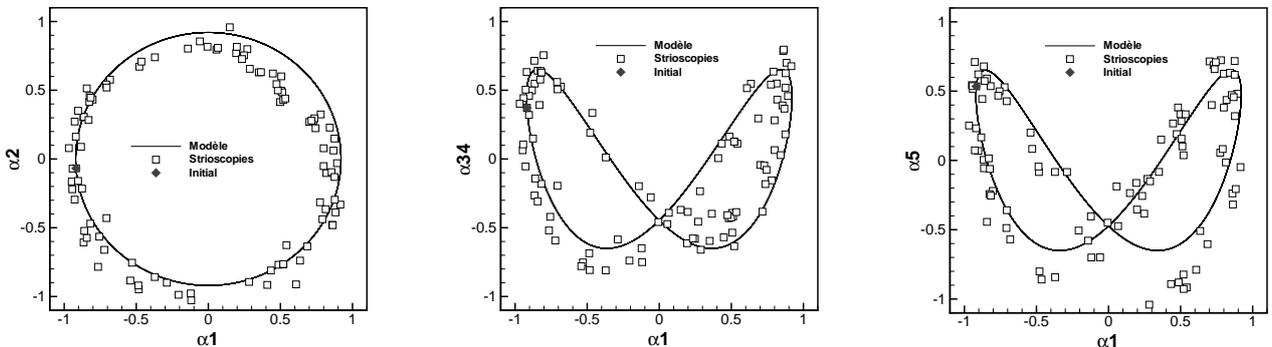


Figure V.28 – Diagrammes de phase des modes 1, 2, 3-4 et 5.

3.4 Conclusion

L'analyse POD des strioscopies nous a permis de mettre en évidence que le battement du jet se manifeste à une fréquence fondamentale identique à celle mesurée par les signaux de pression sur les parois de la veine d'essai. Le lien entre les ondes acoustiques que l'on visualise sur les strioscopies et le battement du jet semble maintenant évident. Les parois de la veine d'essai ont donc visiblement induit une boucle de rétroaction qui pilote le développement du jet et le force à battre, en le perturbant là où il est le plus sensible : à la naissance de la couche mélange. La perturbation induite est ensuite convectée par l'écoulement, s'amplifie au fur et à mesure de sa propagation pour finalement induire le battement du jet.

Tam *et al.* [6] remarquent que la résonance acoustique de la veine d'essai peut entraîner l'émergence d'une onde d'instabilité dans le jet ("super-résonance"), si tenté que les ondes d'instabilité du jet les plus amplifiées possèdent une fréquence comparable à la résonance. En admettant que ce soit le cas dans la présente étude, la fréquence en jeu (700 Hz) et la vitesse de convection associé au jet ($U_c \simeq 220$ m/s), la longueur d'onde attendue de battement serait d'environ 32cm, soit environ deux fois la taille de zone investiguée par les strioscopies ici. On ne saurait donc dire si le jet de cette étude est influencé directement par la résonance de la soufflerie.

La vitesse de convection de cette perturbation est une grandeur importante, sa connaissance est nécessaire à la prédiction de la fréquence de screech d'un jet rectangulaire, que sa structure de chocs soit régulière [30] ou modifiée [36]. Dans la suite du document, nous souhaitons utiliser un modèle d'advection afin d'obtenir la vitesse de convection des perturbations observées précédemment.

4 Vitesse de convection, utilisation d'un modèle d'advection

Les écoulements turbulents sont composés de structures tourbillonnaires de tailles variables qui sont transportées à la vitesse de convection locale de l'écoulement. Ces structures s'accompagnant de variations d'indice de réfraction, il est alors possible d'estimer leurs déplacements à l'aide de couples d'images strioscopiques prises à deux instants très proches. Cette technique, dénommée "Schlieren PIV" en terminologie anglophone, de mesure de vitesse a été proposée par Townend [73]. Puis, Papamoschou [74] a repris la technique afin de suivre le mouvement de structures convectées dans des couches de mélange supersoniques. Plus récemment, Jonassen *et al.* [75] et Hargather *et al.* [76] ont pu obtenir des champs de vitesse à partir de strioscopies.

Dès lors, en faisant l'hypothèse que les gradients de densité sont convectés avec l'écoulement, il devrait nous être possible d'estimer une vitesse de convection des structures les plus énergétiques visibles sur les strioscopies. Dans ce but, nous proposons l'utilisation d'un modèle d'advection.

4.1 Description du modèle

Afin d'étudier le caractère convectif dominant d'un écoulement de couche limite turbulente, Delville *et al.* [77] proposent d'introduire la décomposition orthogonale propre dans un modèle d'advection. Si l'on introduit V la vitesse de convection moyenne, indépendante des composantes de vitesse, l'advection d'une variable g dans la direction x peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}g(\mathbf{x}, t) + V \frac{\partial}{\partial x}g(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (\text{V.18})$$

et en introduisant la décomposition POD tronquée sur N_{tr} modes, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{n=1}^{N_{tr}} a^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(\mathbf{x}) + V \frac{\partial}{\partial x} \sum_{m=1}^{N_{tr}} a^{(m)}(t) \Phi^{(m)}(\mathbf{x}) = 0. \quad (\text{V.19})$$

Afin d'alléger les notations, on notera dans la suite $\Phi_{,x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ et l'équation V.19 se réduit alors à :

$$\sum_{n=1}^{N_{tr}} \dot{a}^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(\mathbf{x}) = -V \sum_{m=1}^{N_{tr}} a^{(m)}(t) \Phi_{,x}^{(m)}(\mathbf{x}) \quad (\text{V.20})$$

Puis, en appliquant une projection de Galerkin de cette équation sur un mode POD p donné, on obtient alors :

$$\sum_{n=1}^{N_{tr}} \dot{a}^{(n)}(t) \left(\Phi^{(n)}(\mathbf{x}), \Phi^{(p)}(\mathbf{x}) \right)_{\Omega} = -V \sum_{m=1}^{N_{tr}} a^{(m)}(t) \left(\Phi_{,x}^{(m)}(\mathbf{x}), \Phi^{(p)}(\mathbf{x}) \right)_{\Omega}, \quad (\text{V.21})$$

où $(\cdot)_{\Omega}$ dénote le produit scalaire et, en tenant compte de l'orthonormalité des fonctions propres Φ (équation V.7), on obtient :

$$\dot{a}^{(p)}(t) = -V \sum_{m=1}^{N_{tr}} a^{(m)}(t) \left(\Phi_{,x}^{(m)}(\mathbf{x}), \Phi^{(p)}(\mathbf{x}) \right)_{\Omega}. \quad (\text{V.22})$$

En multipliant cette équation par $a^{(n)}$ et en considérant la moyenne d'ensemble, elle se réduit

alors à :

$$\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle = -V \sum_{m=1}^{N_{tr}} \langle a^{(n)} a^{(m)} \rangle (\Phi_{,x}^{(m)}(\mathbf{x}), \Phi^{(p)}(\mathbf{x}))_{\Omega}. \quad (\text{V.23})$$

Finalement, les $a^{(m)}$ étant non corrélés entre eux V.8 on obtient l'équation suivante traduisant le couplage entre deux modes n et p induits par le modèle d'advection :

$$\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle = -V \lambda^{(n)} (\Phi_{,x}^{(n)}(\mathbf{x}), \Phi^{(p)}(\mathbf{x}))_{\Omega}. \quad (\text{V.24})$$

Ainsi, dans le cas d'un caractère advectif dominant, il devrait y avoir une corrélation forte entre la corrélation $\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle$ et les produits scalaires pondérés par les valeurs propres $\lambda^{(n)}$ $(\Phi_{,x}^{(n)}, \Phi^{(p)})_{\Omega}$.

Nous proposons dans la suite de ce chapitre d'utiliser ce modèle d'advection afin d'estimer la vitesse de convection des perturbations grâce aux visualisations strioscopiques.

4.2 Obtention de la vitesse de convection des perturbations

A des fins de comparaison, les produits scalaires $(\Phi_{,x}^{(n)}, \Phi^{(p)})_{\Omega}$ et les corrélations $\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle / \lambda^{(n)}$ pour les 8 premiers modes POD sont présentées figure V.29. Seules les valeurs supérieures à 10% des valeurs maximum sont présentées. On rappelle que le calcul à été effectué en remplaçant le mode 3 par l'association des mode 3 et 4, le mode 4 représente alors l'ancien mode 5. On s'aperçoit que les deux figures sont comparables seulement aux modes inférieurs ou égaux à 4. Au delà, il semblerait que le caractère convectif de l'écoulement soit plus délicat à observer. Ceci peut provenir du fait que l'on ne dispose pas d'assez de champs afin de faire converger les corrélations correctement. Mais cela peut également provenir du fait que les visualisations sont intégrées sur le chemin optique, et comme le font remarquer Hargather *et al.* [76], la tridimensionnalité de l'écoulement est limitante par rapport à l'étude que l'on souhaite réaliser ici.

On ne prendra donc en compte que les 4 premiers modes POD afin d'estimer la vitesse de convection globale de l'écoulement. la figure V.30 représente le tracé de $\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle / \lambda^{(n)}$ en fonction de $(\Phi_{,x}^{(n)}, \Phi^{(p)})_{\Omega}$ pour tout n , tout p compris entre 1 et 4.

En effectuant une régression linéaire sur ces données, on obtient : $V = 222 \text{ m/s}$. Ce qui représente $V = 0.68 \times \Delta U$, où ΔU représente la différence entre la vitesse d'éjection du jet et celle de l'écoulement subsonique. Ce résultat est en bon accord avec les mesures de Alkisar [78] qui obtient une vitesse de convection de $0.63 \times U_j$ (l'écoulement externe est au repos dans son expérience.). La concordance entre ces deux valeurs montre la pertinence de l'utilisation

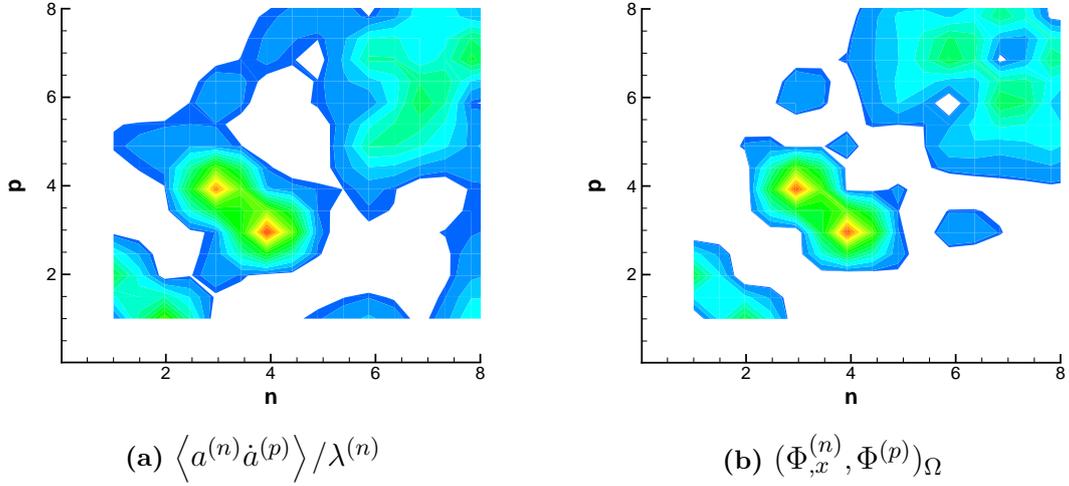


Figure V.29 – Comparaison des produits scalaires $(\Phi_{,x}^{(n)}, \Phi^{(p)})_{\Omega}$ et des corrélations pondérées $\langle a^{(n)} \dot{a}^{(p)} \rangle / \lambda^{(n)}$ pour les 20 premiers modes POD.

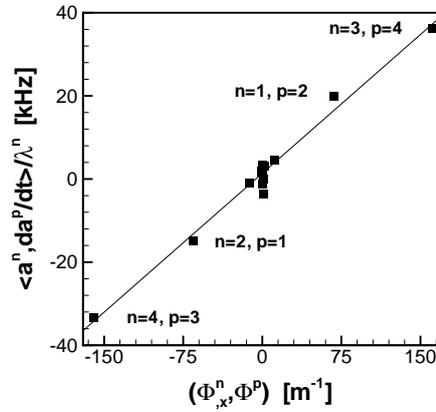


Figure V.30 – Détermination de la vitesse de convection des 4 premiers modes.

du modèle d'advection avec de telles données expérimentales.

Il est toutefois important de noter que la vitesse de convection des perturbations dépend fortement des conditions génératrices du jet. Ainsi, pour le même jet mais en régime sous-détendu, Alkislal [78] observe une vitesse de convection de $0.5 \times U_j$. Dans le cas d'une simulation numérique de jet plan, Berland [32] obtient une vitesse de convection de $0.57 \times U_j$. Il est probable alors que l'irrégulière adaption du jet de la présente étude confère aux perturbations une vitesse de convection particulière.

5 Structuration verticale préférentielle du mode de battement

Les strioscopies intègrent l'information le long du chemin optique. L'étude précédente n'a donc pas pu renseigner sur la structuration tridimensionnelle de l'écoulement, ni sur celle des structures convectées. Dans ce but, nous proposons d'analyser des champs de mesures de vitesse obtenus par PIV dans un plan perpendiculaire à celui des strioscopies.

5.1 Description du domaine d'étude

La trace des champs PIV utilisés pour cette étude, dans le plan d'observation des strioscopies est indiquée sur la figure V.31. Situé en $z/h = -0.37$, ce plan excentré par rapport au jet permet de focaliser l'étude sur les structures convectées dans la couche de mélange.

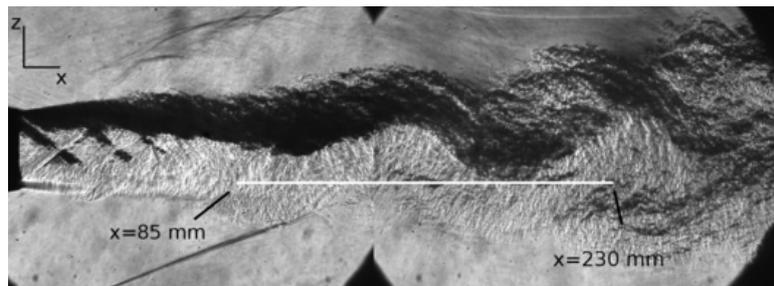


Figure V.31 – Trace du plan PIV choisi sur la strioscopie.

Les champs moyens de vitesses des acquisitions utilisées pour l'analyse POD sont présentés sur la figure V.32. On remarque sur ce champ la présence d'un motif de cellules plus ou moins régulier qui renseigne sur la position moyenne des ondes de chocs présentes au sein du jet. On notera que cette structuration n'est pas clairement identifiable sur les strioscopies instantanées (figure V.31) à cause de l'intégration de l'information dans la direction y .

On représente, sur ces champs moyens, la zone sur laquelle est réalisée l'analyse POD : elle s'étend longitudinalement de $x/h = 2.83$ à $x/h = 7.83$ et verticalement de $y/h = -4.2$ à $y/h = 4.5$. Cette zone est choisie car elle correspond à la partie de l'écoulement où l'instabilité de battement du jet est bien développée (voir figure V.31), et permet de s'affranchir des erreurs de mesure dûes aux difficultés d'ensemencement et d'éclairage en début et fin du plan de mesure.

On représente également sur la figure V.33 les champs de grandeurs fluctuantes adimensionnées longitudinales $\overline{u'^2}/\Delta U^2$ et verticales $\overline{v'^2}/\Delta U^2$. On sera prudent quant à l'interprétation de ces données puisqu'il semble qu'elles ne soient pas complètement convergées (voir chapitre

V.5 Structuration verticale préférentielle du mode de battement

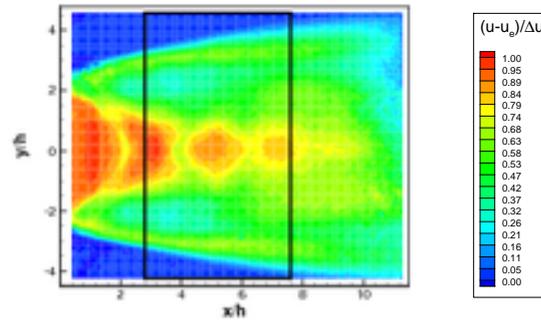


Figure V.32 – Champ de vitesse moyenne adimensionnée des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée.

II). Néanmoins, ces figures permettent tout de même d'obtenir des informations importantes en terme de répartition topologique des fluctuations.

D'une manière générale, on relève que les fluctuations de vitesse dans le plan de mesure semblent localisées au centre du jet et dans ses frontières avec l'écoulement externe. Ceci provient du développement tridimensionnel du jet, qui croît plus fortement dans ces régions. De plus, une nette distinction peut être faite entre les fluctuations longitudinales et verticales : les fluctuations longitudinales sont concentrées au centre du jet alors que les fluctuations verticales sont prédominantes aux frontières entre l'écoulement externe et le jet.

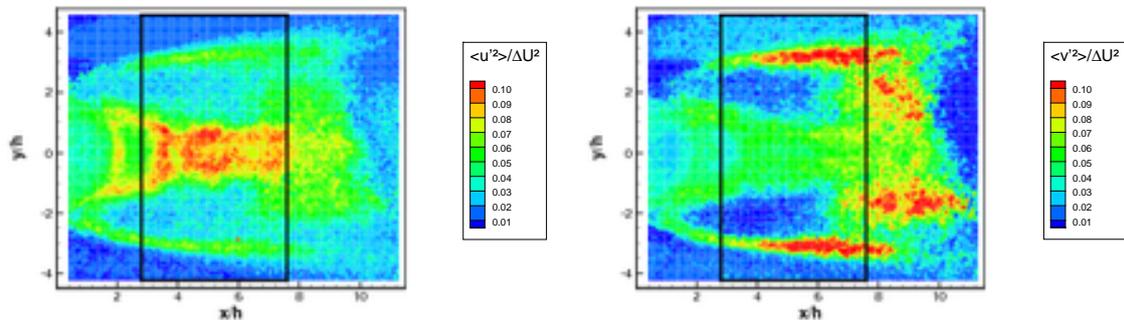


Figure V.33 – Champ de fluctuations adimensionnées des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée.

5.2 Analyse POD des champs de vitesse

On présente dans cette partie du document, l'analyse POD des fluctuations de vitesse présentées précédemment. On rappelle que l'analyse est effectuée sur 200 champs de vitesse non corrélés entre eux.

Spectres des valeurs propres

Le spectre des valeurs propres est présenté sur la figure V.34. Les deux premiers modes, qui possèdent une énergie comparable (*i.e.* $\lambda^{(1)} \simeq \lambda^{(2)}$), correspondent très probablement au passage dans le plan de mesure PIV des structures que l'on observe sur les strioscopies.

On remarque également l'émergence deux autres modes d'énergie comparable : les modes 4 et 5. Le mode 3 semble isolé. Il se pourrait que ce mode soit dû à une dérive dans la mesure de vitesse introduite par les conditions génératrices ou encore l'ensemencement, mais aucune preuve satisfaisante quant à l'explication de l'apparition de ce mode n'a pu être avancée. De plus, aucun lien entre la dynamique de ce mode, les deux premiers et les modes 4 et 5 n'a été identifié. Dès lors, nous nous intéresserons seulement aux modes 1, 2, 4 et 5 dans le reste du document.

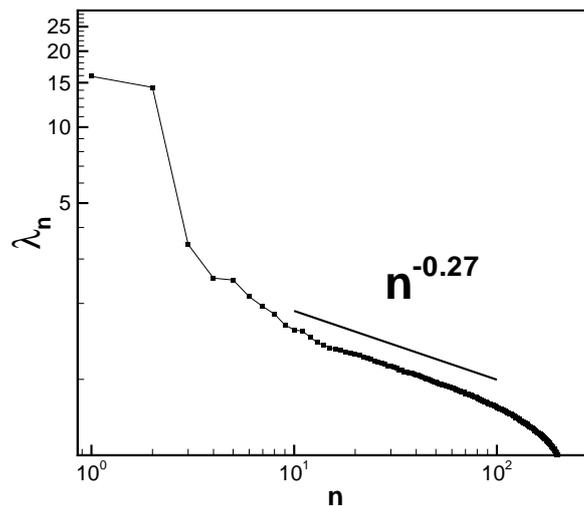


Figure V.34 – Spectres des valeurs propres de l'analyse POD des champs de vitesse.

La figure V.35 présente l'énergie cumulée des n premiers modes, la convergence des modes POD est très lente de sorte que presque la moitié des modes sur les 200 sont nécessaires pour

V.5 Structuration verticale préférentielle du mode de battement

obtenir 50 % de l'énergie totale. Autrement dit, l'entropie globale des modes POD est élevée [70]. On observe ce comportement de façon complémentaire grâce à la décroissance de l'énergie. En effet, Delville [70] obtient une décroissance d'énergie en $\lambda^{(n)} \propto n^{-11/9}$ soit environ $n^{-1.22}$, Perret [79] également, pour divers des couches de mélanges. Dans notre cas, la décroissance énergétique, présentée figure V.34 serait plutôt de l'ordre de $\lambda^{(n)} \propto n^{-0.27}$. Cette convergence faible s'explique très probablement par la présence de discontinuités de vitesse (dûes aux ondes de chocs) dans les champs mesurés. En effet, autant de modes POD que des positions différentes de ces discontinuités, seront nécessaires à la reconstruction des champs de vitesse, et tout ces modes posséderont alors une énergie comparable.

On remarque sur la figure V.35, que les 5 premiers modes représentent 19 % de l'énergie totale. Ce qui signifie que dans le plan de mesure choisi et pour le champ de vitesse, une faible part seulement de l'énergie totale peut être reliée au mode de battement du jet.

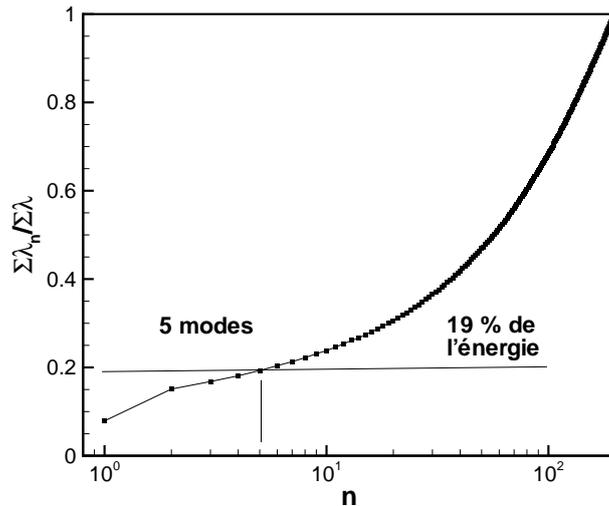


Figure V.35 – Energie cumulée des n premiers modes POD.

Organisation spatiale des modes POD

Les modes spatiaux $\Phi^{(1)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(2)}(\mathbf{x})$ sont présentés sur la figure V.36. On distingue sur ces modes une organisation spatiale en colonnes, ce qui indiquerait un comportement bidimensionnel. On peut distinguer, sur ces figures deux zones différentes : une zone centrale, où les vecteurs sont orientés horizontalement ; et les couches de mélanges, où ils sont orientés plus verticalement. Ainsi les fluctuations de vitesse associées à ces modes seront donc orientées de la même façon, ce qui rappelle exactement l'organisation des moments d'ordre 2 des grandeurs fluctuantes présentées précédemment. La seule différence entre le mode 1 et 2 réside dans un

décalage spatial du motif.

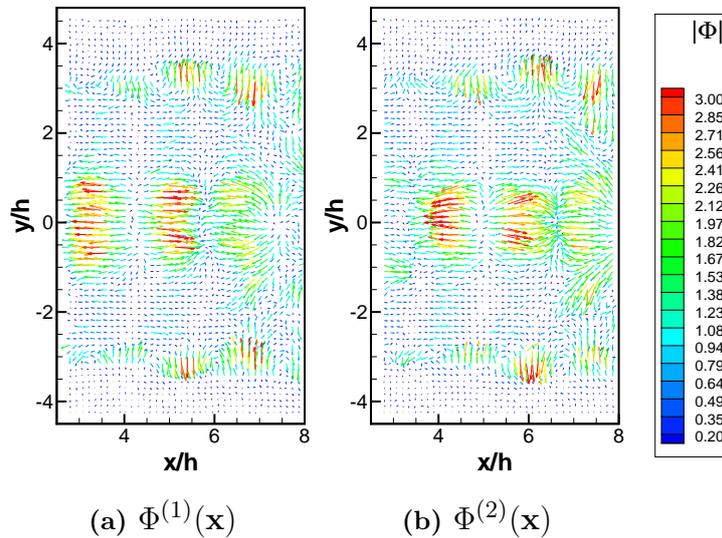


Figure V.36 – Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(1)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(2)}(\mathbf{x})$.

Suite aux observations précédentes, il semble bien que ces premiers modes soient relatifs au mode de battement du jet, tout du moins pour la partie centrale. En effet, le plan de mesure étant orienté verticalement, les fluctuations de composante horizontale de vitesse associée au battement se trouveront donc : positives, si le plan de mesure coupe le jet ; négatives, si le plan de mesure ne coupe plus le jet. Le schéma de la figure V.37 illustre cette interprétation.

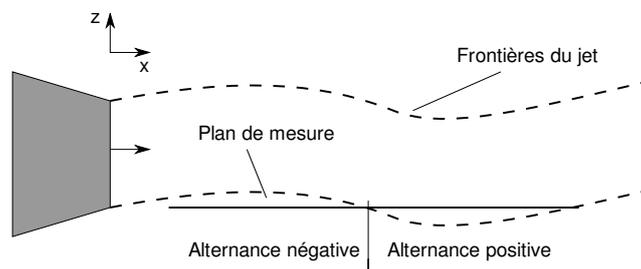


Figure V.37 – Schéma explicatif de l'interprétation des modes POD spatiaux.

Afin d'étayer cette interprétation, on présente sur la figure V.38 les fluctuations de la composante longitudinale des modes 1 et 2 dans la direction de l'écoulement. Les profils sont tirés de la zone comprise entre $y/h = -1$ et $y/h = 1$ (zone où ces fluctuations sont importantes). On peut alors y mesurer la longueur d'onde principale du motif qui vaut alors $3.19h$ soit 95.7 mm.

V.5 Structuration verticale préférentielle du mode de battement

En admettant que sa période temporelle est la même que celle obtenue grâce aux strioscopies (*i.e.* $T_0 = 1/f_0 = 333\mu s$), alors sa vitesse de propagation serait $V = 287.39m \cdot s^{-1}$. Ce qui est du même ordre de grandeur que la vitesse de convection de $222m \cdot s^{-1}$ calculée avec le modèle d'advection. Mais la différence entre les deux valeurs montre également que la fiabilité de cette méthode est contestable et ne sera donc pas employée par la suite.

On peut, en revanche, raisonnablement admettre du résultat précédent que la topologie des modes 1 et 2 représente bien le passage en alternance du jet dans le plan de mesure PIV.

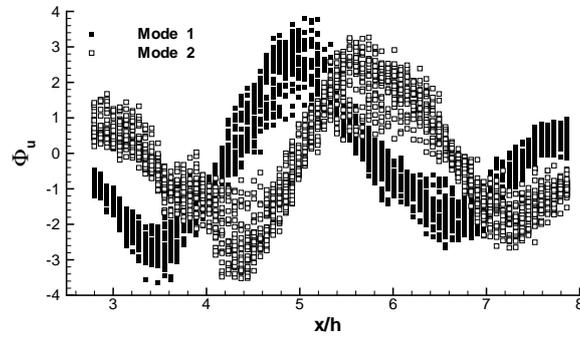


Figure V.38 – Fluctuations de la composante longitudinale des modes 1 et 2 en fonction de x/h .

Il est plus difficile d'identifier une organisation particulière sur les modes spatiaux $\Phi^{(4)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(5)}(\mathbf{x})$, présentés figure V.39. Ceci est probablement dû au faible nombre de champs disponibles. Toutefois, la composante horizontale est prépondérante dans la zone centrale du jet alors que dans les zones frontières avec l'écoulement externe, c'est la composante verticale qui domine. La répartition topologique des fluctuations de vitesse semble donc globalement la même que pour les premiers modes.

5.3 Dynamique des premiers modes

Les diagrammes de phase des modes 1, 2, 4 et 5 sont présentés sur la figure V.40. On observe que les couples $(a^{(1)}, a^{(j)})$ parcourent une portion conséquente de l'espace des phases. Toutefois, il semble se dégager : que les coefficients $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$ possèdent la même dynamique, en étant déphasés de $\pi/2$; que les modes $a^{(4)}$ et $a^{(5)}$ parcourent l'espace des phases à une fréquence double des deux premiers.

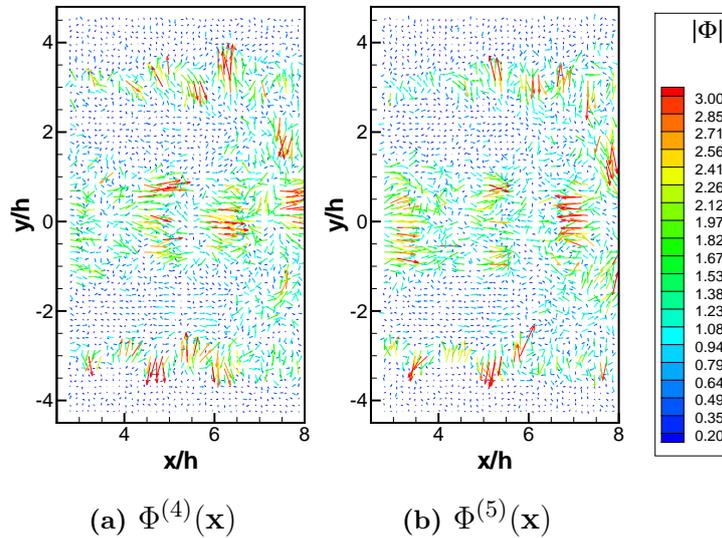


Figure V.39 – Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(4)}(\mathbf{x})$ et $\Phi^{(5)}(\mathbf{x})$.

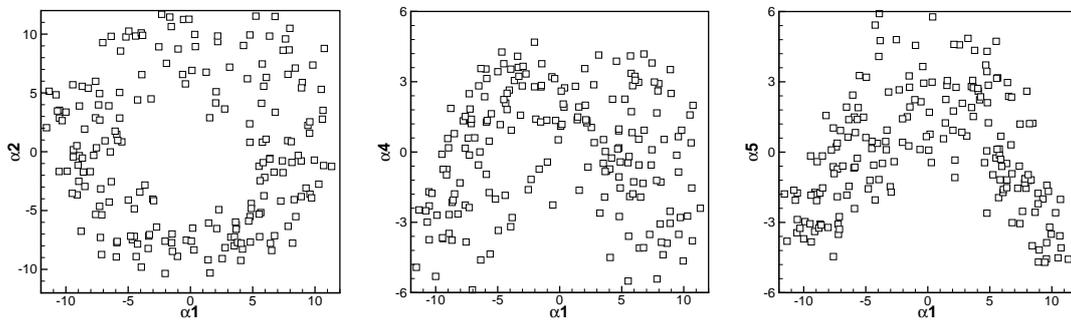


Figure V.40 – Diagrammes de phase des coefficients temporels des premiers modes POD.

La figure V.41 présente la phase entre les coefficients $a^{(4)}$ et $a^{(5)}$ en fonction de la phase entre les coefficients $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$. Cette représentation permet de montrer que les modes 4 et 5 sont en phase avec les modes 1 et 2 et qu'ils évoluent effectivement à une fréquence double de celle des deux premiers modes.

On ne peut que souligner la similitude entre la dynamique des modes POD obtenus des champs PIV de celle des modes obtenus grâce aux strioscopies. Les champs PIV ne comportent toutefois pas d'information temporelle (contrairement aux paires de strioscopies étincelles). L'obtention d'un modèle dynamique est effectuée via un modèle d'advection.

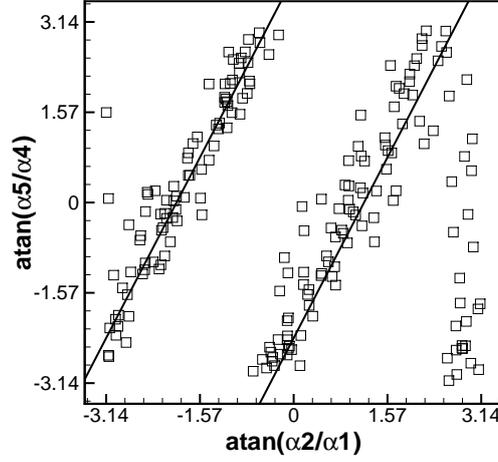


Figure V.41 – Phase entre les coefficients $a^{(4)}$ et $a^{(5)}$ en fonction de la phase entre les coefficients $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$. On superpose à ces points les droites de pente égale à 2.

5.4 Modélisation d'ordre réduit

Le modèle d'advection présenté précédemment peut nous servir à identifier un système dynamique d'ordre réduit grâce aux mesures PIV [77]. En effet si l'on se limite à l'étude d'un système dynamique purement linéaire, ce système s'écrit :

$$\dot{a}^{(i)}(t) = L_{ij}a^{(j)}(t). \quad (\text{V.25})$$

Pour l'identification des coefficients L_{ij} , on multiplie l'équation V.25 par $a^{(k)}(t)$ puis en considérant sa moyenne d'ensemble $\langle \cdot \rangle$ il vient :

$$\langle a^{(k)}\dot{a}^{(i)} \rangle = L_{ij} \langle a^{(k)}a^{(j)} \rangle = L_{ij} \lambda^{(j)}. \quad (\text{V.26})$$

Or, la POD appliquée à un modèle de convection donne un lien entre les corrélations $\langle a^{(k)}\dot{a}^{(i)} \rangle$ et le produit scalaire $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)} \right)_{\Omega}$ V.24 :

$$\langle a^{(k)}\dot{a}^{(i)} \rangle = -V \lambda^{(j)} \left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)} \right)_{\Omega}, \quad (\text{V.27})$$

Ainsi, pour le cas d'un écoulement à caractère majoritaire convectif, il est possible d'identifier les coefficients d'un système dynamique linéaire seulement grâce à la connaissance de la vitesse de convection V , des modes spatiaux $\Phi^{(n)}$ et de leurs dérivées selon la direction d'avection

Chapitre V. Etude de la structuration à grande échelle du jet en régime non vectorisé

$\Phi_{,x}^{(n)}$. La connaissance des dérivées temporelles $\dot{a}^{(i)}(t)$ n'est plus nécessaire, et une mesure PIV classique peut suffire à identifier un système dynamique :

$$L_{ij} = \frac{\langle a^{(k)} \dot{a}^{(i)} \rangle}{\lambda^{(j)}} = -V(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}). \quad (\text{V.28})$$

La figure V.42 présente les produits scalaires $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}\right)_{\Omega}$ obtenus. On remarque que les produits scalaires les plus significatifs sont ceux obtenus pour les modes appairés identifiés précédemment. De plus, comme on ne peut identifier qu'un système dynamique linéaire, le système identifié peut se décomposer en deux sous-systèmes évoluant indépendamment.

L'étude des diagrammes de phase a montré que ces deux sous-systèmes semblent évoluer à fréquence double l'un de l'autre. On s'attend donc à ce que $L_{12} \simeq L_{34}/2$ (au signe près) et $L_{21} \simeq L_{43}/2$ respectivement. Les L_{ij} étant directement proportionnels aux produits scalaires $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}\right)_{\Omega}$, et la vitesse de convection se devant d'être la même pour tous les modes, on devrait retrouver une hiérarchie semblable dans les valeurs des produits scalaires. Or, on s'aperçoit sur la figure V.42 que ce n'est pas tout à fait exact. Le fait que seulement 200 champs instantanés aient été disponibles est sûrement la cause de ce problème. En effet, on a vu (figure V.39) que les modes spatiaux $\Phi_{,x}^{(4)}$ et $\Phi_{,x}^{(5)}$ sont moins bien convergés que les 2 premiers, leurs gradients $\Phi_{,x}^{(j)}$ sont donc probablement bruités.

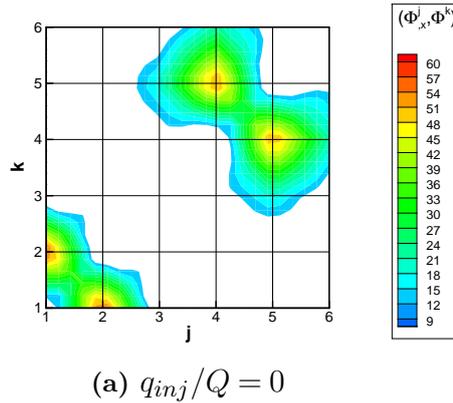


Figure V.42 – Représentation de la valeur absolue des produits scalaires $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}\right)_{\Omega}$ pour les premiers modes.

Néanmoins, l'étude des produits scalaires $\left(\Phi_{,x}^{(j)}, \Phi^{(k)}\right)_{\Omega}$ nous a permis de définir qualitativement quels modes peuvent interagir entre eux dans le système dynamique linéaire proposé. On propose donc un modèle de deux systèmes dynamiques indépendants, l'un évoluant à fréquence

double de l'autre. Sachant que la fréquence fondamentale de battement du jet est identique à la fréquence fondamentale des signaux de pression en parois de la veine d'essai (analyse POD des strioscopies) on peut donc estimer les coefficients : $L_{12} = -L_{21} = 2\pi f_0$. Puis un algorithme de Runge-Kutta à l'ordre 4 permet de simuler le modèle.

La figure V.43 présente le modèle dynamique d'ordre réduit obtenu. On voit que les caractéristiques majeures de la dynamique des premiers modes POD a pu être reproduite avec un modèle linéaire simple. La condition initiale est choisie de façon à ce que le modèle évolue entre tous les échantillons disponibles.

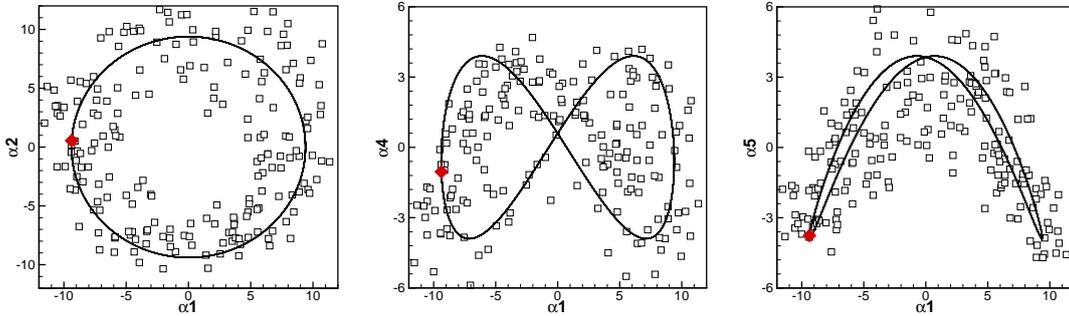


Figure V.43 – Diagrammes de phase des coefficients temporels des premiers modes POD auxquels est superposé le modèle dynamique linéaire.

6 Simulation d'ordre réduit simultanée PIV-Strioscopie

Construction du modèle

On a pu remarquer précédemment la similitude entre la dynamique des premiers modes POD issus de la mesure PIV et celle des modes issus de l'analyse des strioscopies (voir figure V.44), il est donc possible de faire évoluer les deux modèles simultanément et obtenir ainsi une vision d'ensemble de la dynamique du jet.

La problématique majeure réside alors dans le choix de la phase entre les deux systèmes. On confronte alors la topologie des deux premiers modes POD des deux analyses afin de contrôler comment l'un et l'autre s'organisent. Les deux champs étant perpendiculaires l'un à l'autre, on superpose le champ vectoriel du mode $\Phi^{(1)}$ PIV et le niveau de gris correspondant du mode $\Phi^{(1)}$ des strioscopies. Les courbes de niveaux sont issus d'une bande de 4 pixels de large entourant l'intersection avec le plan PIV.

On remarque que les noeuds des différents modes sont localisés aux mêmes endroits pour les modes 1, appuyant de fait l'analogie faite précédemment entre le battement du jet et le signe des

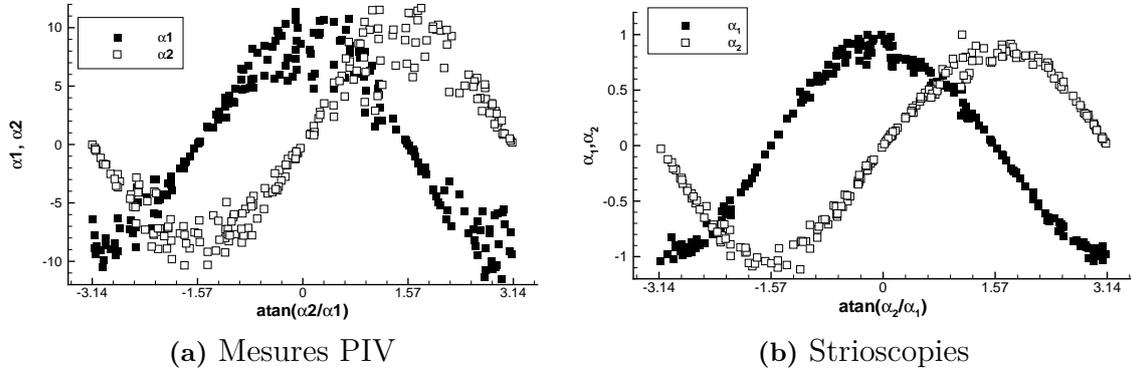


Figure V.44 – Comparaison de la dynamique des premiers modes POD issus des mesures PIV et des strioscopies

fluctuations de vitesse. De plus, le sens des gradients de densités observés avec les strioscopies font qu'une zone claire (*i.e.* niveau de gris positif) correspond à un passage du jet hors du plan de mesure PIV (*i.e.* une fluctuation de vitesse négative). Alors, les modes spatiaux étant définis au signe près, la figure V.45 montre que le déphasage doit être nul entre les 2 premiers modes des systèmes dynamiques.

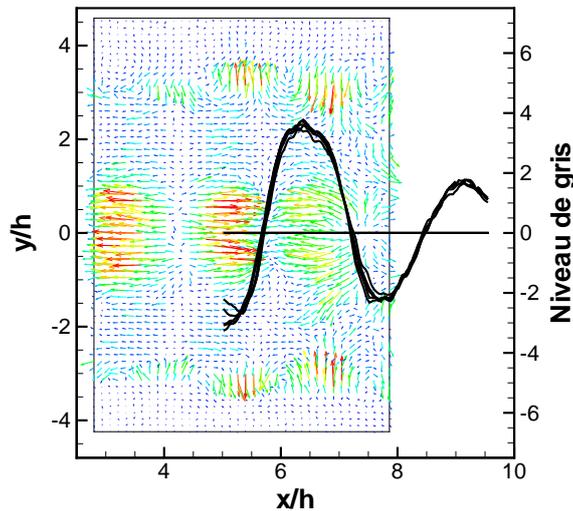


Figure V.45 – Accordance topologique des modes POD des mesures PIV et des strioscopies

On peut donc rejouer simultanément la dynamique des systèmes (PIV et strioscopies) à partir de caricatures à quatre modes construites en utilisant les modes spatiaux originaux, et les modèles d'ordre réduits présentés précédemment.

Résultats de la simulation

Le résultat de l'assemblage des modèles dynamiques est présenté figure V.46. Les quatre clichés sont représentatifs du cycle formée par $(a^{(1)}, a^{(2)})$. Compte-tenu de l'intégration spatiale des strioscopies, on place arbitrairement celles-ci en $y/h = -4.2$ afin de ne pas nuire à la lecture du champ de vitesse PIV. De plus, on rajoute aux reconstructions des fluctuations de vitesse 20% de la composante moyenne, ce qui permet d'obtenir un champ de vitesse plus représentatif d'un écoulement réel.

Cette visualisation permet de suivre le mouvement principal de battement du jet grâce aux strioscopies et obtenir simultanément l'organisation du champ de vitesse dans le plan de mesure. On remarque ainsi que les fluctuations longitudinales de vitesse ne sont pas rigoureusement organisées de façon bidimensionnelle. Il semblerait en effet qu'elles soient plutôt structurées en chevrons, comme si le battement affectait d'abord le centre du jet et s'étendait ensuite sur son envergure (dans la direction y).

De plus, en observant les frontières du jet avec l'écoulement externe, on remarque que le champ de vitesse est caractérisé par des ondulations dans le sens de l'écoulement. Ces ondulations sont symétriques sur les frontières hautes et basses du jet. On peut certainement expliquer ce comportement en considérant le mouvement d'ensemble de battement du jet et le développement du jet dans la direction transverse z . De fortes composantes verticales de vitesse, orientées vers l'extérieur du jet, sont présentes dans cette zone de l'écoulement à cause des divergents placés en sortie de buse. Dès lors, si le jet traverse le plan de mesure PIV, la fluctuation de vitesse associée sera orientée vers l'extérieur du jet. *A contrario*, si le jet s'écarte du plan de mesure, il est probable que l'on mesure une partie de l'écoulement où cette composante verticale de vitesse est plus faible, ce qui donnerait finalement une ondulation du champ de vitesse comme observé sur la figure V.46.

Si cette interprétation s'avère exacte, on remarque que les fluctuations de composante longitudinale au centre du jet ne sont pas en phase avec les fluctuations de vitesse verticales des zones frontières du jet. Ce qui appuie l'observation précédente concernant l'organisation verticale du mode de battement, à savoir que le battement n'est pas tout à fait bidimensionnel, ce que la strioscopie ne nous a pas permis d'appréhender par effet d'intégration et de symétrie de l'écoulement.

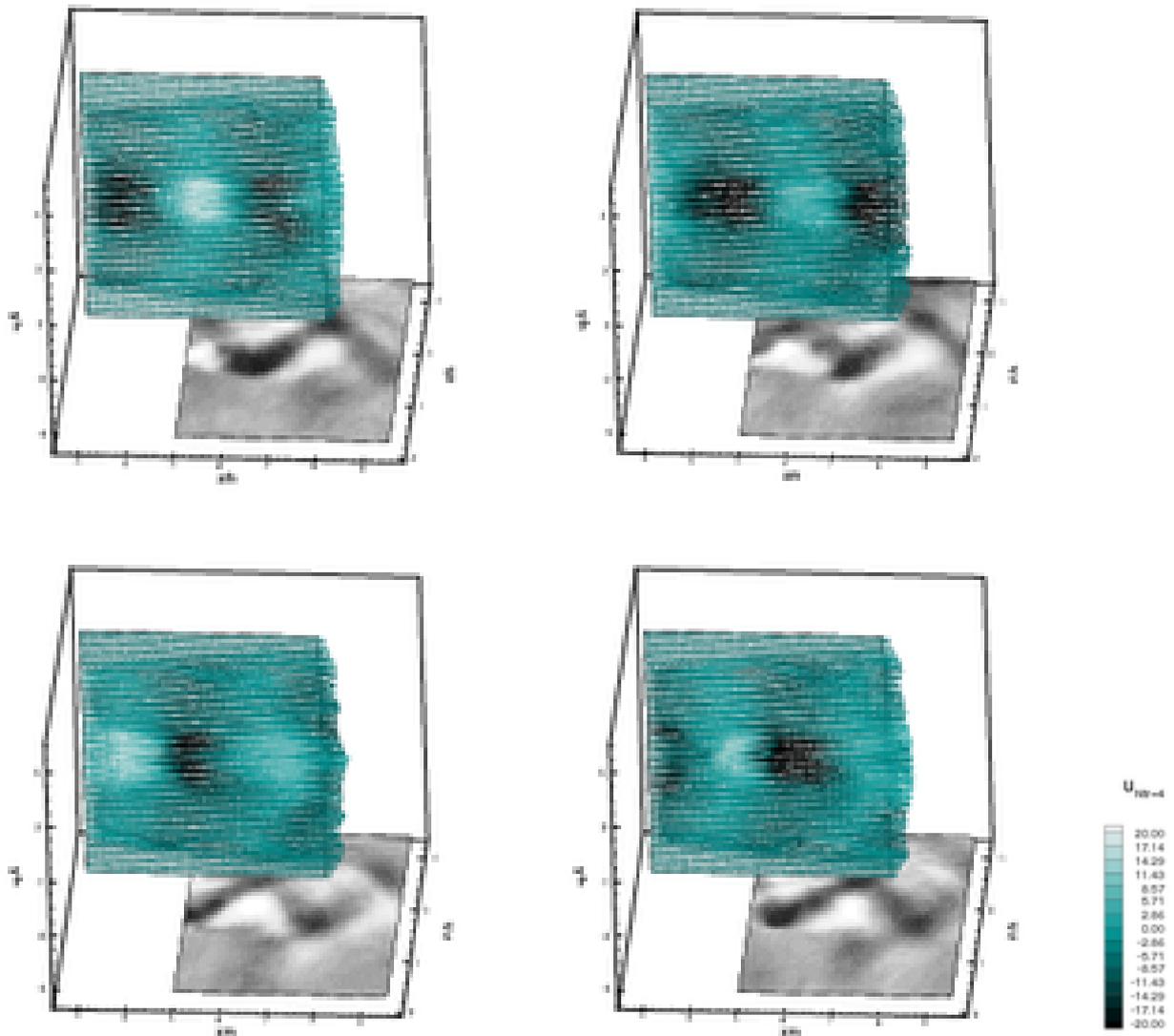


Figure V.46 – Reconstructions à 4 modes des champs de vitesse et des strioscopies. Les clichés sont pris à $\text{atan}(a^{(2)}/a^{(1)}) = [-\pi, \pi/2, 0, \pi/2]$, de haut en bas et de droite à gauche respectivement. Les vecteurs sont colorés par l'amplitude de la fluctuation longitudinale.

7 Conclusion

Les diverses études menées dans ce chapitre, nous ont permis de mettre en évidence les similarités qui existent entre l'acoustique présente dans l'écoulement subsonique et la présence de structures dans les couches de mélange, qui sont convectées par l'écoulement.

Des interactions non linéaires ont pu être observées : dans l'écoulement, grâce à l'étude de la dynamique basée sur une décomposition POD de visualisations et des mesures de vitesse PIV ; et dans le champ acoustique, grâce l'étude des signaux de pression pariétaux. On a pu réaliser une modélisation simple de l'écoulement, représentant ses caractéristiques principales, et obtenir la vitesse de convection des structures causant le battement du jet.

Les similitudes entre le champ acoustique et la dynamique de l'écoulement traduisent l'existence d'une boucle de rétroaction entre l'écoulement et l'acoustique qu'il génère. Ce mécanisme est très comparable à celui du "screech" généralement rencontré dans les jets rectangulaires supersonique. Il semble toutefois que ce phénomène puisse être induit, ou tout du moins guidé, par le confinement du jet dans la veine d'essai.

Enfin, l'étude conjointe des strioscopies et de mesures PIV dans deux plans perpendiculaires nous a permis de décrire la topologie transversale des structures convectées. On s'aperçoit alors qu'elles semblent légèrement organisées en chevrons : le battement du centre du jet semble être en avance de phase par rapport au battement de ces extrémités.

Le chapitre suivant sera consacré à l'étude du mode de battement du jet, lorsque l'on soumet celui-ci à une perturbation de type vectorisation. Nous verrons que ce mode de battement quasi-bidimensionnel subsiste malgré les fortes modifications que le jet subit lorsqu'on le vectorise (voir chapitre III).

Chapitre VI

Effet de la vectorisation du jet sur le mode de battement

Dans le chapitre précédent, nous avons pu étudier le comportement transversal du jet non vectorisé. On a vu également au chapitre III, que si l'on soumet le jet à la vectorisation, sa structure est complètement modifiée et surtout dissymétrisée. On souhaite donc dans ce chapitre étudier l'influence de la vectorisation sur le comportement du jet, en nous intéressant aux cas manipulés $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

A ces fins nous reprendrons la démarche du chapitre précédent, à savoir : une étude préalable des signaux de pression en parois de la veine d'essai, suivie de l'étude du battement du jet grâce aux strioscopies puis de l'organisation verticale de l'écoulement à l'aide de mesures de vitesse PIV.

1 Observation du battement du jet

La figure VI.1 présente une comparaison de strioscopies instantanées du jet naturel et des deux cas vectorisés. En proche sortie de buse, la vectorisation modifie le réseau d'onde de choc observable. Néanmoins, lorsqu'il se développe, le jet vectorisé semble être caractérisé par un mode de battement latéral très comparable à celui du jet naturel. Il semble même que la longueur d'onde de battement soit très proche pour les trois cas.

L'acoustique externe est aisément observable pour le jet naturel. En revanche, pour les jets vectorisés, il semble plus difficile d'identifier aussi nettement la présence d'ondes non-linéaires dans l'écoulement externe. Des traces sont toutefois visibles, peut-être est-ce dû à la symétrie du problème.

En effet, admettons qu'il existe une telle acoustique et que, comme pour le jet naturel, elle est

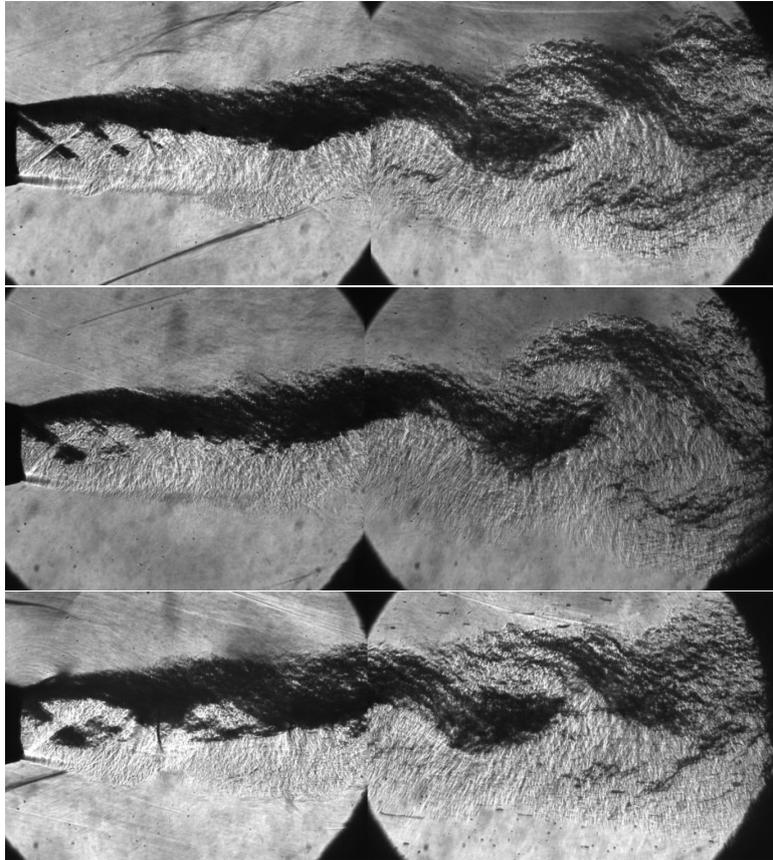


Figure VI.1 – Assemblages de strioscopies instantanées pour le jet naturel et vectorisé.
Haut : jet naturel, milieu : $q_{inj}/Q = 0.78\%$, bas : $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

fortement bidimensionnelle. Or, la direction principale des écoulements vectorisés est modifiée de sorte que les rayons lumineux traversant le jet ne sont plus rigoureusement perpendiculaires ni aux jets ni aux gradients de densité présents dans leur acoustique. Dans ce cas, l'intégration spatiale de la strioscopie ne nous permet pas de visualiser l'acoustique correctement. Seule l'étude des signaux de pression en parois pourra alors nous renseigner correctement sur le champ acoustique.

2 Etude des signaux de pression

2.1 Parois parallèles aux grands côtés

Les spectres des signaux de pression sur les parois parallèles aux grands côtés des jets vectorisés sont présentés figure VI.2, ainsi que la phase des signaux entre les deux parois et la fonction de cohérence. Comme pour le jet naturel, les spectres des signaux de pression sont

caractérisés par la présence d'une série harmonique de pics. On se trouve donc également en présence d'une acoustique non linéaire pour les jets vectorisés.

Une légère variation dans la fréquence fondamentale est observable, probablement liée à la modification de la structure de chocs du jet (voir chapitre III). Ainsi, pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ la fréquence fondamentale est à $f_0 = 2330Hz$ alors qu'elle se situe à $f_0 = 2960Hz$ pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. On rappelle que pour le jet non-vectorisé, la fréquence fondamentale mesurée est à $f_0 = 2930Hz$.

La fonction de cohérence indique que de part et d'autre de la veine d'essai, les harmoniques principales sont fortement corrélées. En ce qui concerne le déphasage entre les signaux de pression de part et d'autre du jet, présenté figure VI.2, les cas vectorisés se comportent exactement de la même manière que le jet naturel. La fréquence fondamentale est déphasée de $\pm\pi$ de part et d'autre du jet, les harmoniques paires sont en phase et les harmoniques impaires en opposition de phase.

On retrouve donc les mêmes caractéristiques dans les signaux de pression en paroi de la veine d'essai, que le jet soit vectorisé ou non.

On remarque également qu'une forte cohérence est obtenue pour une fréquence égale à $700Hz$, avec un déphasage nul de part et d'autre du jet. Ceci est encore le signe de la mise en résonance de la veine d'essai. On remarque toutefois que cette composante ne semble pas donner lieu à des interactions quadratiques avec les composantes harmoniques principales du signal. Ceci provient du fait que la symétrie du problème est brisée lorsque l'on vectorise le jet, et l'interaction est alors impossible entre les modes propres de résonance acoustique de la veine et l'acoustique non linéaire s'y propageant.

2.2 Parois parallèles aux petits côtés

Sur les parois parallèles aux grands côtés, la répartition de phase de l'acoustique semble la même pour tous les jets. En revanche, en ce qui concerne les parois en regard avec les petits côtés, il en est tout autre. On a vu que pour le jet naturel la symétrie de l'acoustique fait que les capteurs 2 et 4 enregistrent le passage des 2 ondes, de sorte que seule la composante $2f_0$ ressorte du spectre. Les spectres des signaux issus de ces deux capteurs pour les jets vectorisés sont présentés figure VI.3.

Taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$

En ce qui concerne le premier cas de vectorisation, les signaux des deux capteurs possèdent

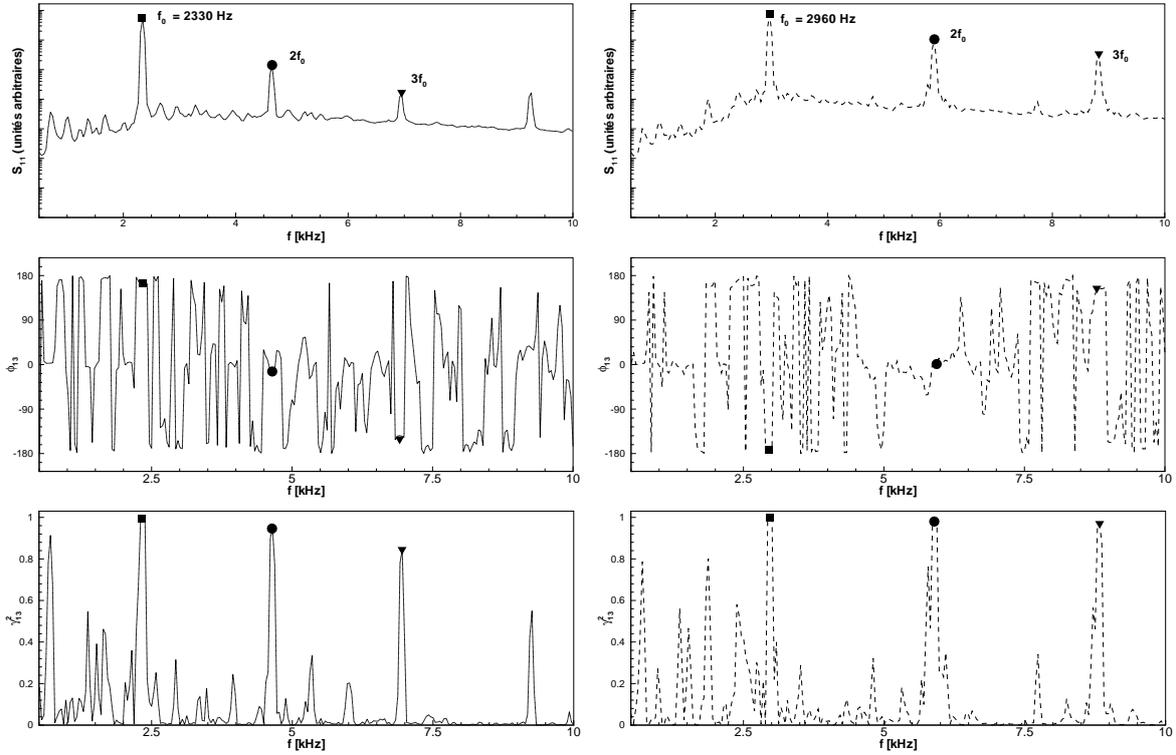


Figure VI.2 – Spectres des capteurs de pression 1, en haut ; phase entre les capteurs opposés 1 et 3, au milieu et cohérence, en bas. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

une composante à la fréquence fondamentale et la cohérence est élevée à cette fréquence. Pour la première harmonique, on remarque que le signal du capteur du haut (sens vers lequel le jet est vectorisé) est plus marqué que celui du bas. On observe alors que la cohérence est faible à cette fréquence. D’une manière générale, la cohérence est faible pour les harmoniques supérieures. Enfin, une remarque importante est à noter concernant la phase. En effet, pour le jet naturel la phase entre ces deux capteurs est nulle pour toutes les composantes harmoniques alors que pour ce cas de vectorisation un déphasage de $-3\pi/4$ est observé à f_0 . Ce qui indiquerait que le capteur du haut enregistre le passage d’une onde acoustique en avance par rapport au capteur du bas. En d’autres termes, le fait d’avoir dévié le jet a dissymétrisé l’acoustique non linéaire évoluant dans la veine.

Taux d’injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$

Observons maintenant, ce qu’il en est pour le second cas de vectorisation. On remarque dans un premier temps que les pics à la fréquence fondamentale et aux harmoniques sont plus larges pour ces signaux que ceux issus des deux autres parois. Cela vient peut-être d’un caractère

instationnaire des conditions de sortie du jet. En effet, on sait que pour ce régime de vectorisation le choc d'injection est venu impacter la lèvre supérieure du jet risquant, par exemple, de déplacer le col sonique de l'écoulement vers un autre col que celui imposé par la géométrie de la tuyère. Lors d'une mesure, il est alors probable que plusieurs modes acoustiques aient été excités, expliquant alors les nombreux pics de cohérence autour des fréquences harmoniques. On remarque qu'aux harmoniques $2f_0$ et $3f_0$ les signaux semblent déphasés d'environ $\pi/4$ et $\pi/2$ respectivement, et que la fondamentale f_0 semble être déphasée de $-\pi/4$.

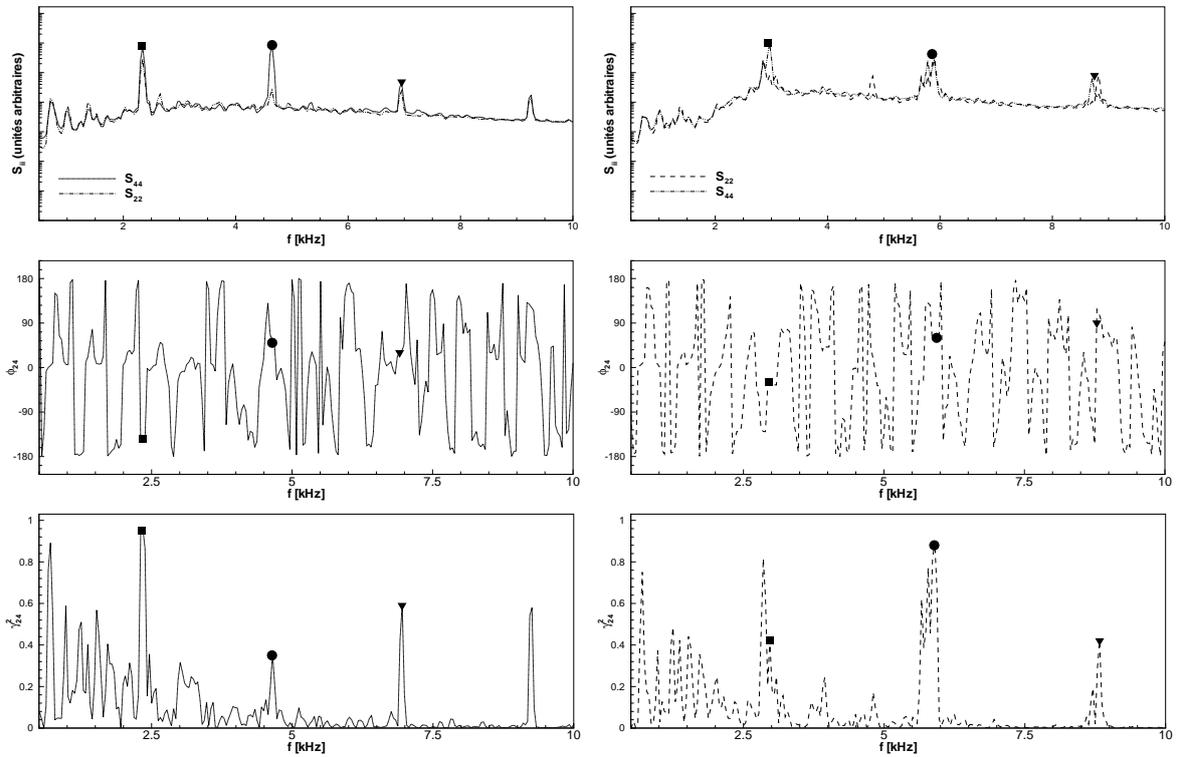


Figure VI.3 – Spectres des capteurs de pression 2 et 4, en haut ; et phase entre les capteurs opposés 2 et 4, au milieu et cohérence, en bas. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

2.3 Parois contiguës

La dissymétrie de répartition de pression sur les parois est également visible sur les figures VI.4 et VI.5. Pour le cas naturel, on a mesuré une cohérence faible entre les capteurs de deux parois contiguës et une quadrature de phase à la composante fréquentielle f_0 . La même remarque avait pu être faite pour l'harmonique $3f_0$. La seconde harmonique en revanche montrait une forte cohérence et un déphasage nul. On remarque pour les deux cas vectorisés que la réparti-

Chapitre VI. Effet de la vectorisation du jet sur le mode de battement

tion de cohérence et de phase diffèrent selon que le capteur 1 est étudié en regard du capteur 2 (en bas) ou 4 (en haut).

La répartition de cohérence entre les capteurs 1 et 2 met en évidence la prépondérance de la composante fréquentielle f_0 pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$, alors que c'est la première harmonique qui prime pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. De plus, pour le premier régime de vectorisation, les parties cohérentes des signaux sont en quadrature de phase alors que pour le second régime de vectorisation elles sont en phase.

La répartition de cohérence entre les capteurs 1 et 4 est relativement similaire entre les deux cas de vectorisation. Pour la composante fondamentale, la différence provient alors de la phase entre les signaux : pour le taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$ (figure VI.4) le capteur 1 se trouve déphasé d'environ $3\pi/4$, alors que pour le taux d'injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$ les deux signaux sont en quadrature de phase.

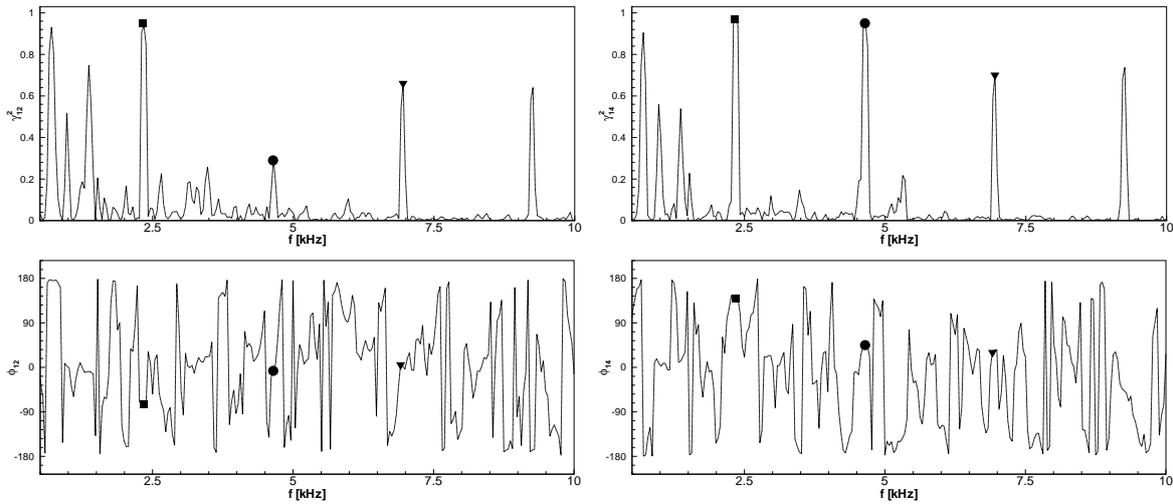


Figure VI.4 – Cohérence et phase entre les capteurs 1 et 2 à gauche et les capteurs 1 et 4 à droite pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$.

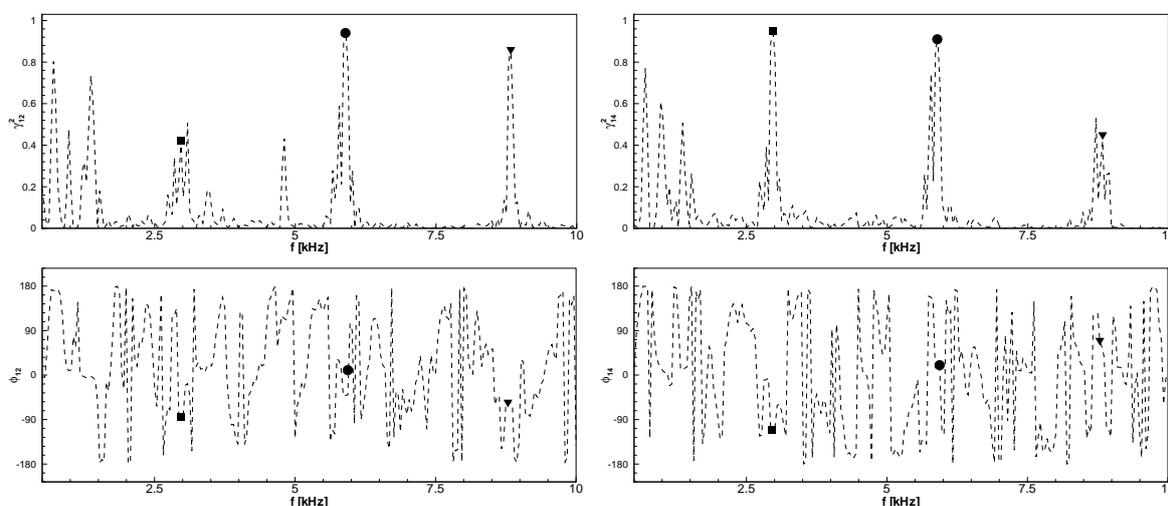


Figure VI.5 – Cohérence et phase entre les capteurs 1 et 2 à gauche et les capteurs 1 et 4 à droite pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

2.4 Discussion

L'étude des pressions en parois de la veine d'essai nous a permis :

- de prouver l'existence d'ondes acoustiques non linéaires se propageant dans la veine d'essai, comme en régime non vectorisé ;
- de montrer qu'en regard des grands côtés de la buse, l'acoustique est en opposition de phase ;
- d'indiquer que la dissymétrie du jet se remarque sur les parois en regard avec la direction de vectorisation.

Il semble donc que le jet vectorisé soit également soumis à une résonance auto-entretenu comme le jet naturel. La fréquence d'excitation est différente dans les trois cas, ce qui est certainement lié aux changements dans le réseau de chocs introduits par l'injection.

On observe également que la boucle de rétroaction n'est pas exactement identique entre les deux jet vectorisés. En s'intéressant à la répartition de phase entre les pressions sur les parois parallèles aux petits côtés, on observe la présence de différents modes d'excitation. Cette information est à mettre en regard avec les différents modes que Raman [5] a pu observer avec un jet rectangulaire dont la structure est oblique.

Enfin, on a pu noter que pour les forts taux d'injection il semblerait que la résonance soit légèrement instationnaire et que de faibles variations de fréquence puissent se produire. Ces variations n'ont toutefois pas été observées sur les parois parallèles aux grands côtés.

Dans la suite de ce volet, on se propose d'étudier la dynamique des jets grâce à une analyse POD des visualisations strioscopiques.

3 Analyse POD des strioscopies

L'analyse POD des strioscopies acquises pour le jet naturel a permis de faire le lien direct entre la fréquence principale de battement du jet et la fréquence fondamentale de l'acoustique se propageant dans la veine d'essai (voir chapitre précédent).

Seulement, le choix des paramètres d'acquisition pour les jets vectorisés ne peut nous permettre de réaliser une étude identique. On ne pourra donc obtenir directement la fréquence de battement des jets. On propose tout de même d'effectuer une analyse POD des strioscopies, ce qui va nous permettre d'évaluer qualitativement l'effet de la vectorisation sur les caractéristiques de la dynamique du jet.

Avant d'effectuer l'analyse en elle-même, les images acquises sont pré-traitées de la même manière que pour le cas naturel. On procède tout d'abord à une découpe des images originales, ce qui permet de focaliser l'étude sur la région de l'image où l'information sur l'écoulement est la plus importante à savoir : $4.5 < x/h < 9$ et $-1.6 < z/h < 1.6$. Une moyenne glissante est réalisée sur chaque image, afin de ne retenir que l'information disponible aux grandes échelles puis on renormalise chaque image. Finalement, on procède à une spécification d'histogramme, assurant ainsi que chaque image possède un contraste et une luminosité comparables. Chaque jeu de données contient 200 images non corrélées entre elles. Le lecteur pourra trouver plus de détail concernant ces opérations dans le chapitre précédent.

3.1 Spectres des valeurs propres

Les spectres des valeurs propres des deux analyses POD sont présentés figure VI.6. Les deux premiers modes semblent d'énergie comparable pour les deux régimes de vectorisation, ce qui signe comme la capture du caractère convectif de l'écoulement.

Pour le taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$, on remarque le regroupement, en terme d'énergie, des trois modes suivants. Il est fort probable qu'un de ces trois modes soit, comme dans l'analyse du jet naturel, une dissociation de l'un des deux autres modes due à la source lumineuse utilisée. Une étude spécifique sera menée afin de vérifier ceci.

En ce qui concerne le second taux d'injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$, on peut discerner un regroupement des modes 3 et 4. On verra toutefois que le mode 5 est nécessaire à l'étude de la dynamique

de l'ensemble pour les mêmes raisons que précédemment.

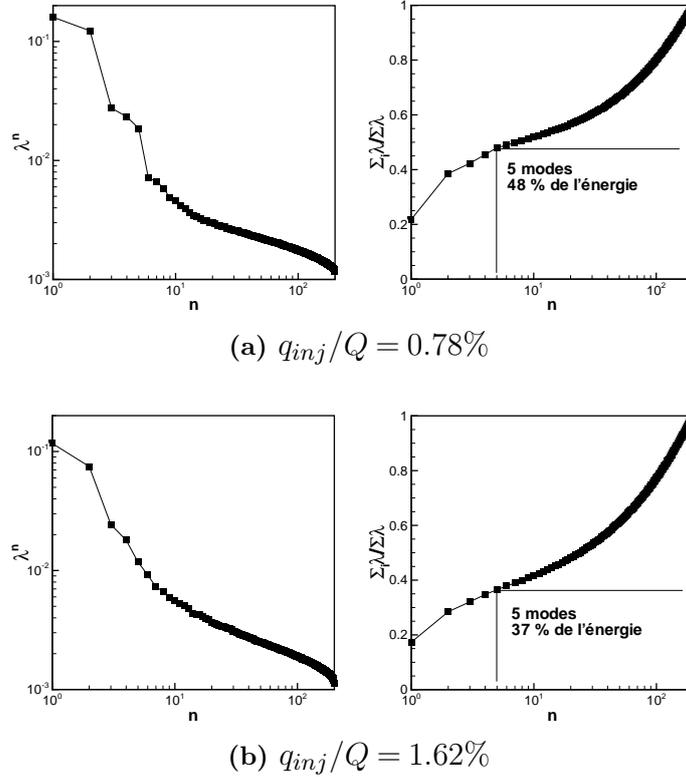


Figure VI.6 – Spectres des valeurs propres et énergie cumulée croissante des modes POD pour les cas vectorisés.

L'énergie cumulée des n premiers modes est également présentée sur la figure VI.6. Ainsi, les cinq premiers modes représentent 48% de l'énergie totale pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et 37% pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$ respectivement. Des caricatures à 5 modes de strioscopies sont exposées sur la figure VI.7. On se rend compte alors que ces 5 modes sont suffisants pour reproduire les caractéristiques de battement des jets.

3.2 Organisation spatiale préférentielle

Les deux premiers modes spatiaux ($\Phi^{(1)}$ et $\Phi^{(2)}$) de chaque analyse sont présentés sur la figure VI.8. Dans les deux cas, les motifs présentés par les modes 1 et 2 sont relativement identiques et semblent simplement décalés dans la direction x . Ces deux modes représentent donc bien le caractère convectif de l'écoulement.

Entre les deux taux d'injection, il semble qu'une variation de longueur d'onde du motif soit

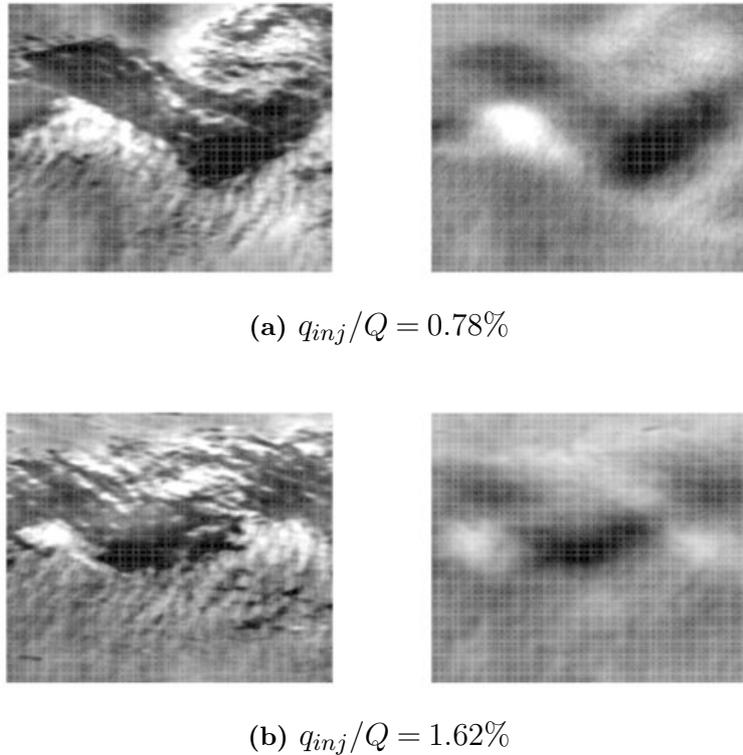


Figure VI.7 – Comparaisons d’une strioscopie originale et d’une caricature à cinq modes POD, pour les cas vectorisés.

observable mais il est probable que ceci soit un artefact de l’observation. En effet, pour les cas étudiés ici, la direction principale de l’écoulement n’est plus perpendiculaire au rayons lumineux de la strioscopie. Il est donc possible que la longueur d’onde de battement soit en réalité inchangée, et on observerait alors la projection de cette onde sur le plan image.

Les trois modes spatiaux suivants sont présentés sur la figure [VI.9](#).

Pour le premier taux d’injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$, on observe nettement sur les modes 3 et 4 la présence d’un motif d’une longueur d’onde plus courte que les 2 premiers modes. Le motif semble simplement décalé entre le mode 3 et le mode 4. Cependant, le mode 5 possède également un motif comparable mais qui semble plus estompé. Il devient de plus en plus évident que ce mode doit venir en complément de l’un des deux autres.

Les modes spatiaux obtenus pour le taux d’injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$ montrent également un motif de longueur d’onde plus courte. Le motif semble ressortir plus distinctement sur le mode 5, mais il moins évident à discerner que sur l’analyse dernière. L’analyse POD a visiblement eu des difficultés à faire ressortir distinctement une organisation particulière de l’écoulement grâce

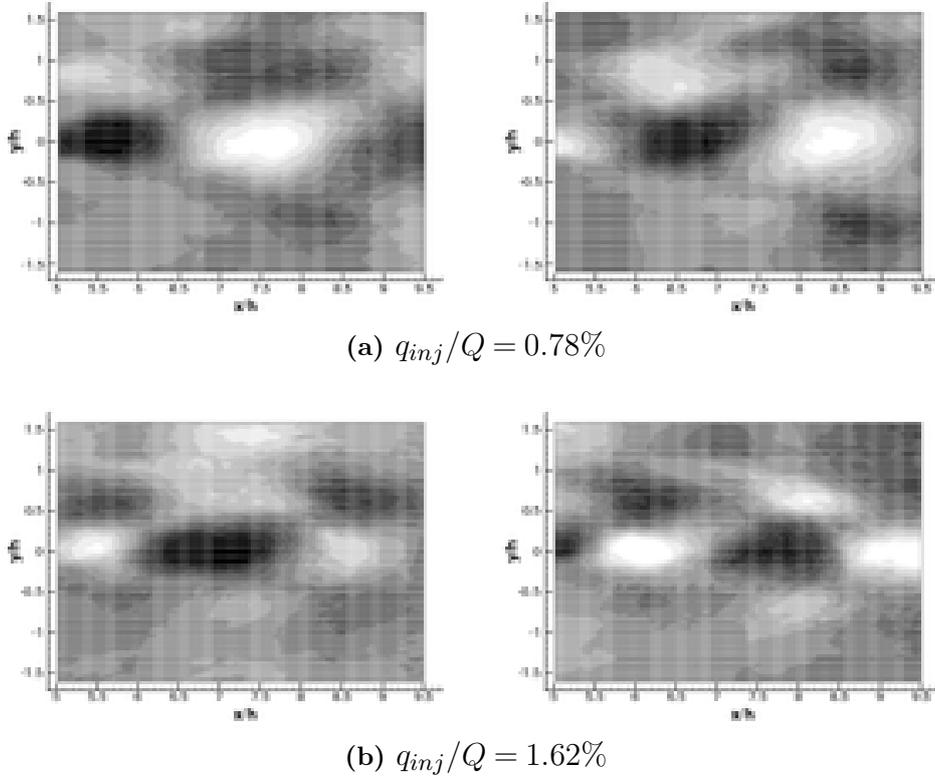


Figure VI.8 – Présentation des deux premiers modes spatiaux POD.

à ces données.

D'une manière générale, la topologie des modes POD obtenus dans les cas vectorisés semble quasi-identique à celle des modes du cas naturel. Le mode de battement signerait donc de façon identique sur les strioscopies instantanées.

La longueur d'onde principale de battement identifiée semble changer en fonction de l'état de vectorisation du jet. Toutefois, comme on a pu l'énoncer précédemment, ceci peut provenir du fait que la direction principale du jet n'est plus perpendiculaire aux rayons lumineux de la strioscopie. On ne mesurerait peut-être que la projection de l'onde principale de battement sur le plan image des strioscopies.

3.3 Dynamique des premiers modes

Les diagrammes de phase des deux premiers modes pour les deux cas vectorisés sont présentés sur la figure VI.10. Comme le laissait penser l'observation des modes spatiaux, on distingue très nettement pour le cas $q_{inj}/Q = 0.78\%$ que les deux premiers modes possèdent une dyna-

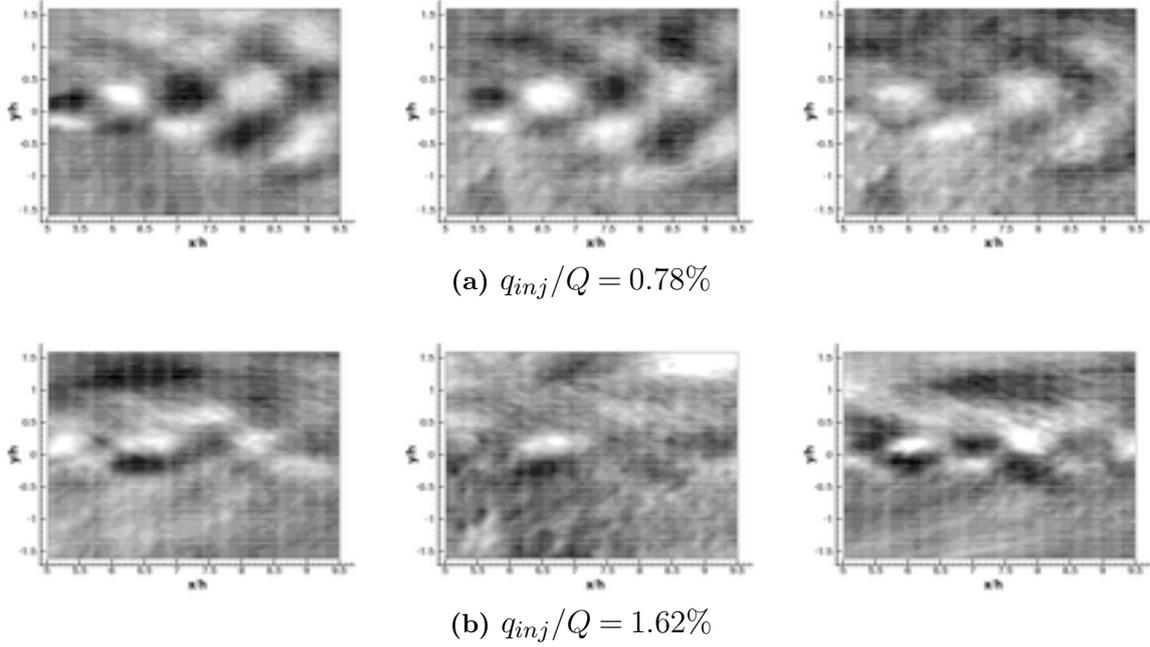


Figure VI.9 – De gauche à droite : modes spatiaux $\Phi^3(\mathbf{x})$, $\Phi^4(\mathbf{x})$ et $\Phi^5(\mathbf{x})$, pour les deux cas vectorisés.

mique quasi identique et sont en quadrature de phase.

Une telle dynamique régit probablement également les deux premiers modes du second cas de vectorisation, seulement les données semblent plus bruitées.

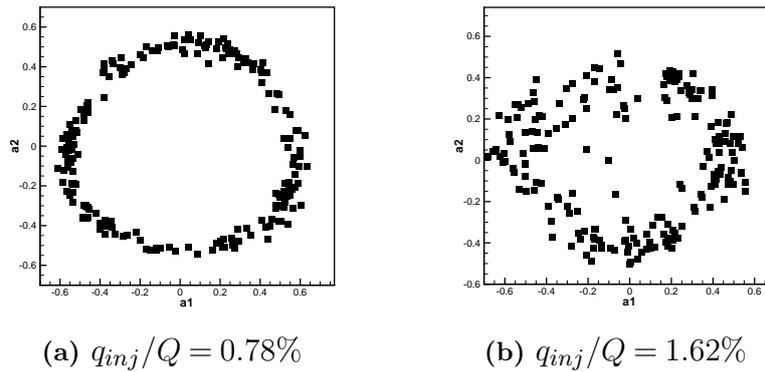


Figure VI.10 – Diagrammes de phase des deux premiers modes $(a^{(1)}, a^{(2)})$, pour les deux jets vectorisés

Avant de poursuivre, l'analyse de la dynamique temporelle des modes plus élevés, on souhaite vérifier l'influence de la source lumineuse sur les données. On trace donc sur la figure VI.11 les portraits de phase $(a^{(i)}, a^{(j)})$ pour i et j variants de 3 à 5. Les images issues de la

première étincelle sont en noir, et celles de la seconde en blanc. De la même manière que pour l'analyse du jet naturel, on repère une nette distinction entre les deux images consécutives. Cette distinction s'opère entre les modes 4 et 5 pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et les modes 3 et 4 pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. On remarque également que la séparation entre les deux images ne s'opère pas de la même façon dans les deux analyses : elle s'effectue de part et d'autre d'une droite $a^{(5)} \simeq -a^{(4)}$ pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et $a^{(3)} \simeq a^{(4)}$ pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

Cette dernière remarque peut paraître anodine étant donné qu'un mode POD est défini au signe près. Cependant, si l'on souhaite former la combinaison linéaire des modes 4 et 5 pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ (comme pour le cas du chapitre précédent), on est alors obligé d'en calculer, non plus la somme, mais la différence. En effet, on s'aperçoit que les moyennes de $a^{(4)}$ et de $a^{(5)}$ sont de même signe si l'on ne considère que les premières images ou que les secondes. Ainsi, si l'on forme la somme $a^{(4)} + a^{(5)}$, on ne s'affranchit pas des différences d'éclairage. On note que d'un point de vue énergétique, calculer la somme ou la différence de modes est équivalent.

On forme alors, pour la poursuite de l'étude, les combinaisons de modes suivantes :

$$a^{(45)} = \frac{\lambda^{(4)}a^{(5)} - \lambda^{(5)}a^{(4)}}{\sqrt{\lambda^{(5)}\lambda^{(4)}}}, \quad (\text{VI.1})$$

pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et

$$a^{(34)} = \frac{\lambda^{(4)}a^{(3)} + \lambda^{(3)}a^{(4)}}{\sqrt{\lambda^{(3)}\lambda^{(4)}}}, \quad (\text{VI.2})$$

pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. Les combinaisons linéaires sont pondérées de manière à ne pas privilégier un mode par rapport à l'autre lors la formation du nouveau mode.

Les systèmes dynamiques à quatre modes, ainsi formés, sont présentés sur la figure VI.12. Il semble alors que la dynamique des ces modes soit simple, à savoir que les troisièmes et quatrièmes modes évoluent à fréquence double des deux premiers.

On trace sur figure VI.13, la phase entre les troisièmes et quatrièmes modes en fonction de la phase entre les 2 premiers, pour le jet naturel et les deux jets vectorisés. On remarque alors la grande similitude entre les dynamiques des modes POD obtenus grâce aux strioscopies. Les troisièmes et quatrièmes modes semblent tous évoluer à fréquence double des deux premiers. Seul le déphasage initial change entre les divers analyses.

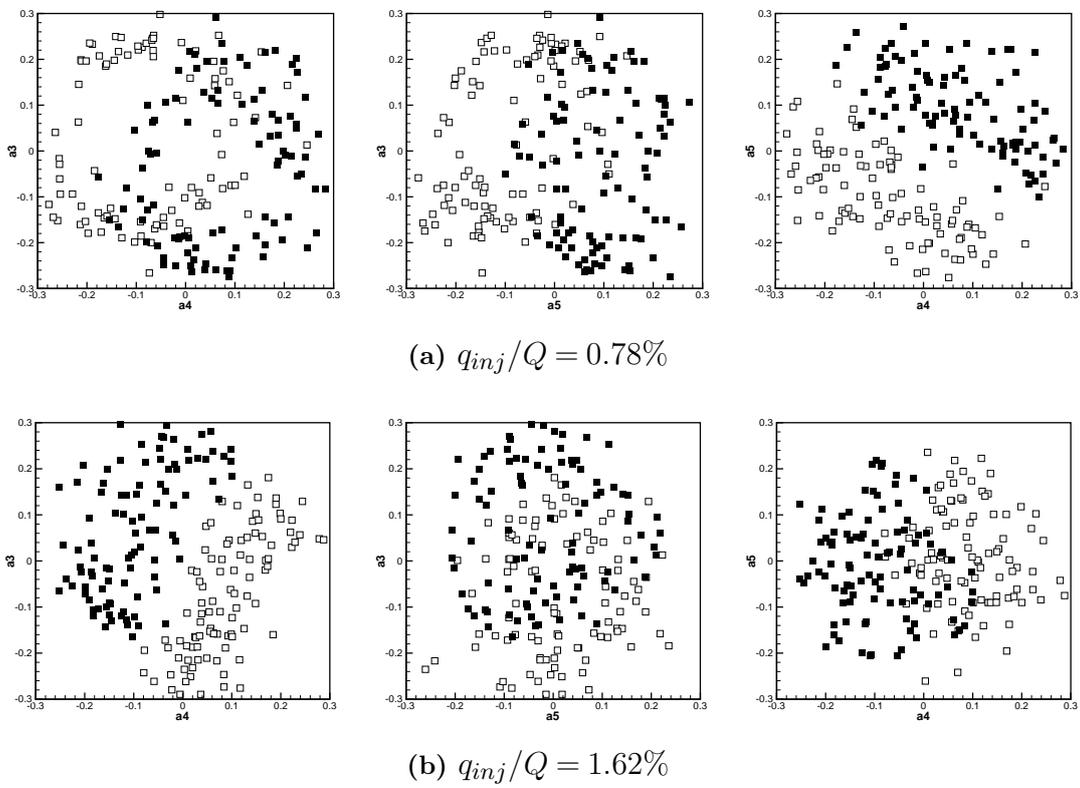


Figure VI.11 – Diagrammes de phase des modes $a^{(3)}$, $a^{(4)}$ et $a^{(5)}$, pour les deux jets vectorisés.

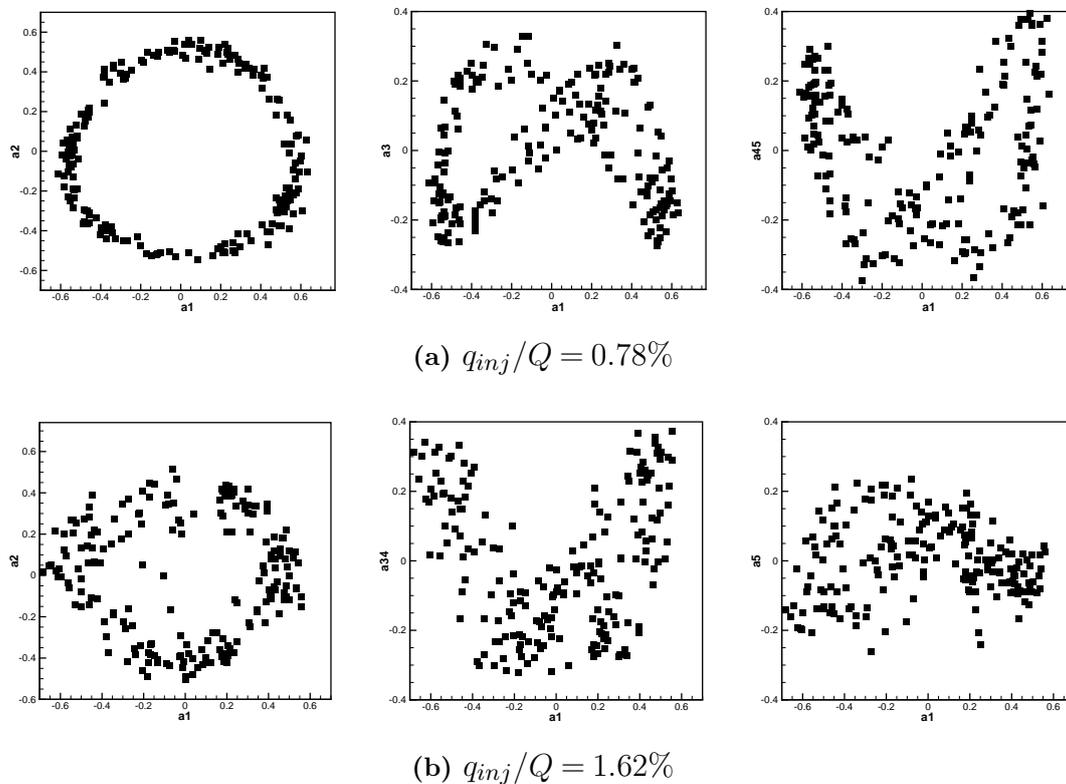


Figure VI.12 – Diagrammes de phase des deux premiers modes $(a^{(1)}, a^{(2)})$, pour les deux jets vectorisés

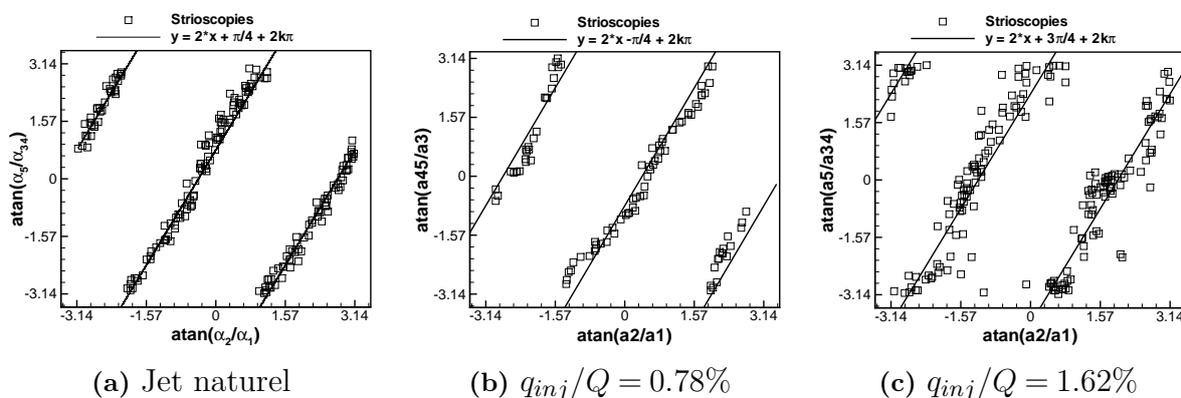


Figure VI.13 – Verrouillage de phase des systèmes dynamiques : jet naturel à gauche, $q_{inj}/Q = 0.78\%$ au milieu, $q_{inj}/Q = 1.62\%$ à droite.

4 Organisation verticale du mode de battement

Dans cette partie du document, nous souhaitons investiguer l'effet de la vectorisation du jet sur l'organisation spatiale verticale du battement du jet. Dans cet objectif, et de la même manière que pour le jet naturel, nous exploiterons les champs de vitesse mesurés par PIV dans un plan parallèle au grand côté du jet.

4.1 Présentation des champs investigués

Les champs moyens de vitesse utilisés pour l'analyse POD sont présentés sur la figure VI.14. Comme pour le cas naturel, on identifie clairement le motif de la position moyenne des cellules de choc des jet. On note que les motifs des deux régimes de vectorisation sont très différents.

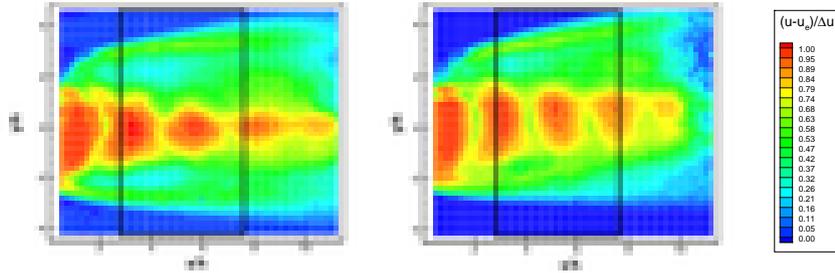


Figure VI.14 – Champs de vitesse moyenne adimensionnée des mesures utilisées pour l'analyse POD. Le rectangle noir correspond à la zone sur laquelle la POD sera calculée. A gauche $q_{inj}/Q = 0.78\%$, à droite $q_{inj}/Q = 1.62\%$.

Les grandeurs fluctuantes $\overline{u'^2}/\Delta U^2$ et $\overline{v'^2}/\Delta U^2$ des champs correspondants sont présentées sur la figure VI.15. On remarque que sur ces champs que la composante longitudinale de fluctuations est principalement localisée au centre du jet. La composante verticale des fluctuations se localise globalement dans la partie haute du jet.

On note, d'une manière générale, une grande dissymétrie de répartition des grandeurs fluctuantes au sein du jet effet direct de la vectorisation du jet.

L'analyse POD est réalisée sur la même zone que dans le cas non vectorisé à savoir $z/h = -0.37$, $2.83 < x/h < 7.83$ et $-4.2 < y/h < 4.5$, représentée en noir sur les figures précédentes. Chaque jeu de données est composé de 200 champs, et l'analyse POD est effectuée sur les fluctuations de vitesse.

VI.4 Organisation verticale du mode de battement

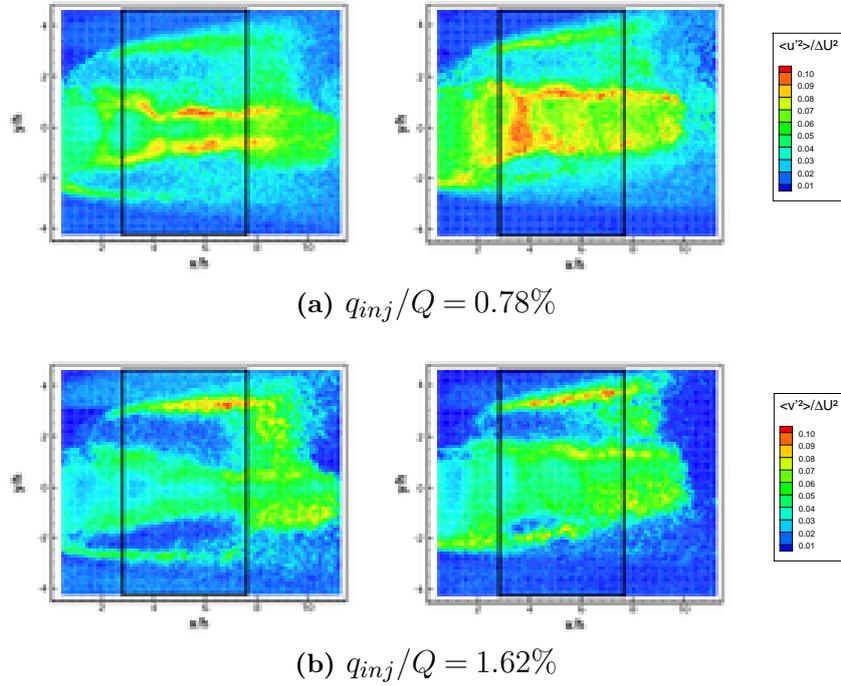


Figure VI.15 – Champs des grandeurs fluctuantes.

4.2 Spectres des valeurs propres

Les spectres des valeurs propres de l'analyse POD des champs présentés précédemment sont présentés sur la figure VI.16. Les deux spectres sont très similaires : les deux premiers modes ainsi que les deux seconds possèdent une énergie comparable. Cet appariement provient certainement de la capture d'une partie convective de l'écoulement. Contrairement aux investigations du cas naturel, on ne remarque aucune présence de mode isolé sur ces analyses.

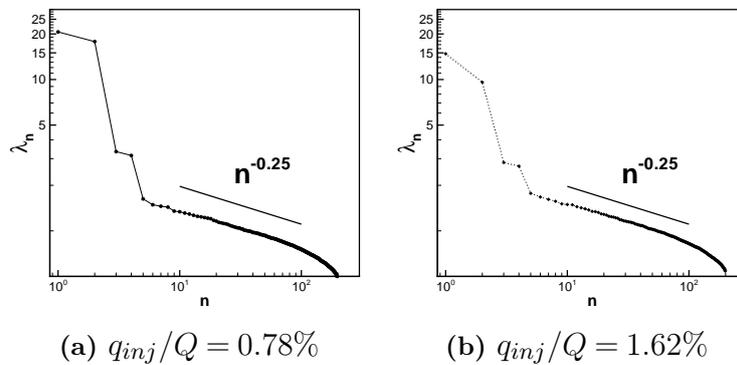


Figure VI.16 – Spectres des valeurs propres POD pour les deux configurations manipulées.

La convergence des modes POD est présentée sur la figure VI.17. On remarque encore une fois que la convergence est lente, ce qui montre que les champs investigués possèdent une entropie élevée. La décroissance spectrale des valeurs propres semble être ici de l'ordre $\lambda \propto n^{-1/4}$, ce qui est encore plus faible que pour le cas naturel. Encore une fois, la présence d'ondes de choc dans le jet est sûrement responsable du faible degré d'organisation de l'écoulement. Les quatre premiers modes POD représentent alors au mieux 22 % de l'énergie des champs de vitesse investigués.

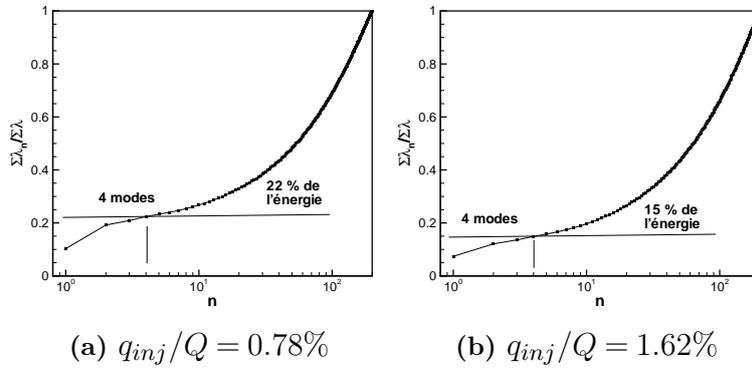


Figure VI.17 – Énergie cumulée des n premiers modes POD, pour les deux jets vectorisés.

4.3 Organisation spatiale préférentielle de l'écoulement

Les deux premiers modes spatiaux $\Phi^{(1)}$ et $\Phi^{(2)}$ associés aux deux premières valeurs propres sont présentés sur la figure VI.18. Tout comme les champs des grandeurs fluctuantes, on remarque qu'au centre du jet c'est la composante longitudinale qui domine, et que dans la couche de mélange externe la composante verticale est prépondérante. Les modes spatiaux s'organisent également en suivant la position moyenne des ondes de chocs, et reprennent donc la topologie des champs des grandeurs fluctuantes.

Au centre du jet, le champ de vitesse associé aux modes 1 et 2 présente une succession d'alternance positive et négative de vitesse longitudinale. Ceci semble être encore une fois signe de la traversée du plan PIV par le jet lors de son battement.

On note également qu'aucune organisation préférentielle ne ressort réellement de l'analyse dans la partie inférieure du jet. Cette observation est cohérente avec l'étude spectrale des signaux de vitesse LDV réalisée dans le sillage de l'actionneur (voir chapitre III). On observait deux pics (à la fréquence fondamentale de battement et la première harmonique) dans le spectre du signal

VI.4 Organisation verticale du mode de battement

pour la cas naturel, alors que pour les cas vectorisés aucune fréquence caractéristique n'a été discernée.

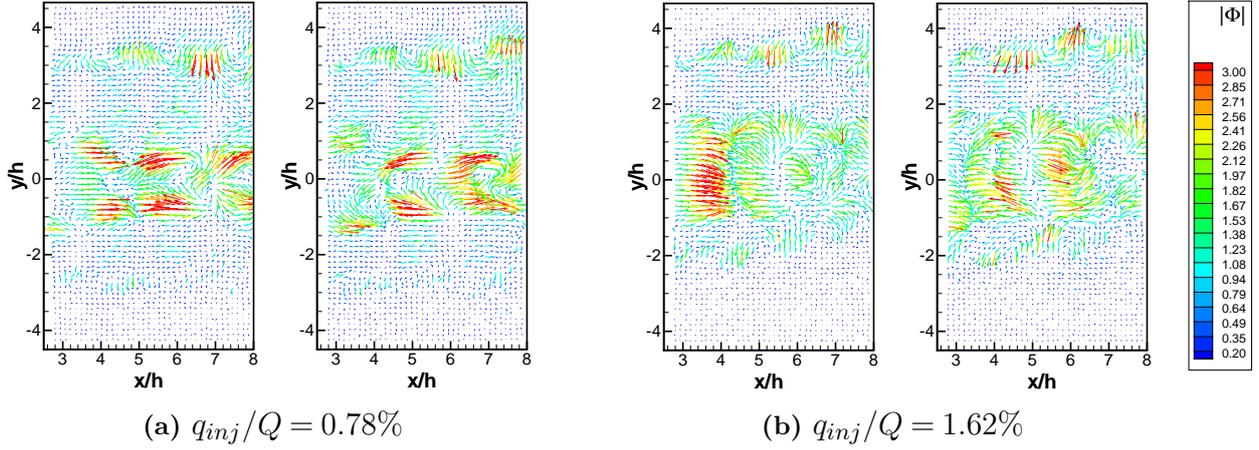


Figure VI.18 – Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(1)}(\mathbf{x})$ (à gauche) et $\Phi^{(2)}(\mathbf{x})$ (à droite) pour les cas vectorisés. Les vecteurs sont colorés par leur norme.

L'organisation des modes 3 et 4 est présentée sur la figure VI.19. Ces deux modes semblent moins bien convergés que les deux premiers, à cause certainement du peu de champs disponibles. Néanmoins, ces modes possèdent globalement les mêmes caractéristiques que les deux premiers en ce qui concerne l'organisation des vecteurs vitesse.

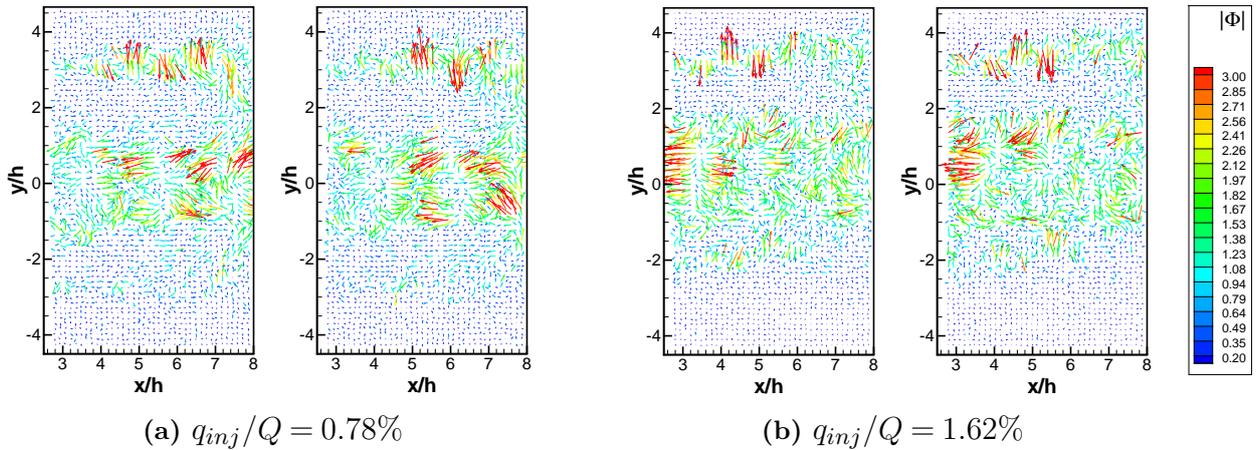


Figure VI.19 – Représentation vectorielle des modes spatiaux $\Phi^{(3)}(\mathbf{x})$ (à gauche) et $\Phi^{(4)}(\mathbf{x})$ (à droite) pour les cas vectorisés. Les vecteurs sont colorés par leur norme.

4.4 Evolution temporelle des modes appairés

Les diagrammes de phase des 4 premiers modes POD sont présentés sur la figure VI.20 pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ et figure VI.21 pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. La dynamique des modes 1 et 2 semble donc être la même pour deux jets vectorisés, $a^{(1)}$ et $a^{(2)}$ sont alors simplement en quadrature phase. Les modes 3 et 4 semblent ensuite parcourir l'espace des phases à une fréquence double des deux premières.

Il semble alors que la dynamique des modes POD obtenus grâce aux données PIV soit sensiblement identique à celle obtenue par l'analyse des striescopes.

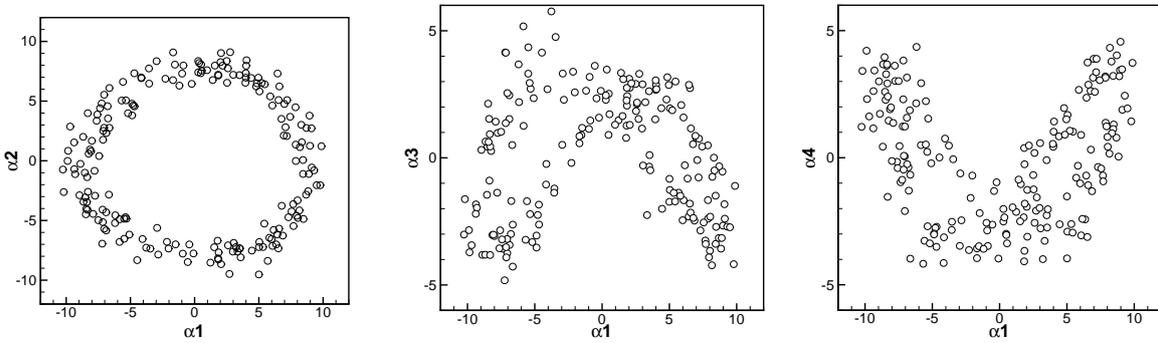


Figure VI.20 – Diagrammes de phase des 4 premiers modes pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$

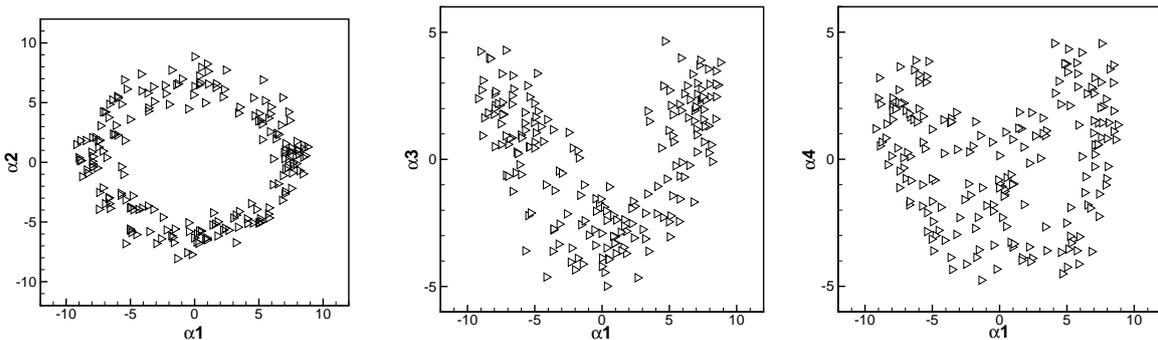


Figure VI.21 – Diagrammes de phase des 4 premiers modes pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$

4.5 Discussion sur la dynamique identifiée

Il ne semble y avoir que très peu de différences dans les dynamiques temporelles des modes POD entre les jets vectorisés et le jet naturel, voir figure VI.22. Ceci confirme bien l'analyse précédente des signaux de pressions pariétales. Le battement du jet semble donc être gouverné

par les mêmes phénomènes, qu'il soit vectorisé ou non, à savoir une boucle de rétroaction entre des structures convectées dans la couche de mélange et l'acoustique se propageant dans l'écoulement subsonique.

On remarque toutefois une différence dans le déphasage initial des modes 3-4 par rapport à la phase des modes 1 et 2, comme pour l'analyse des strioscopies. En conséquence, si on retrouve bien la hiérarchie en terme de fréquence entre les modes, la différence entre les dynamiques des jets semblent se trouver sur la phase entre le couple $(a^{(3)}, a^{(4)})$ et le couple $(a^{(1)}, a^{(2)})$.

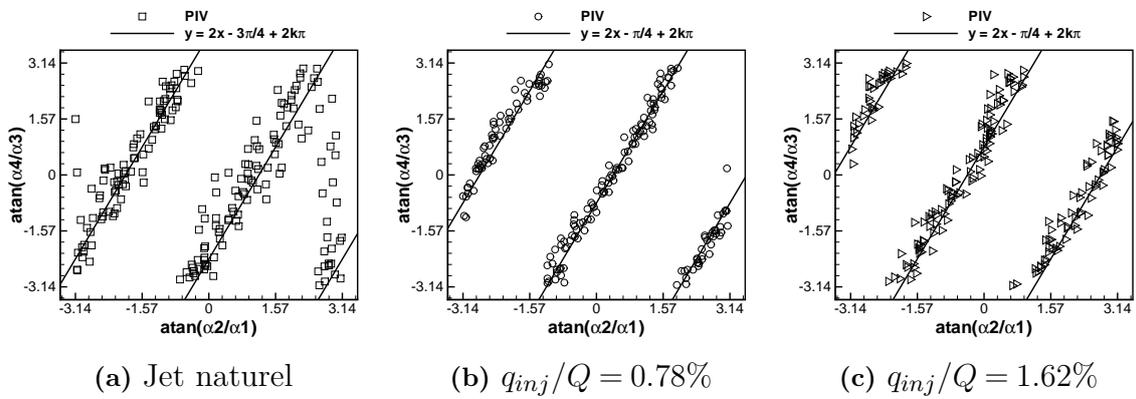


Figure VI.22 – Phase entre les modes appairés $a^{(3)}, a^{(4)}$, en fonction de la phase entre les deux premiers modes. On superpose à ces points les droites de pente égale à 2.

5 Modélisations d'ordre réduit

On propose dans cette section, d'étudier la possibilité d'effectuer une modélisation d'ordre réduit basée sur les modes POD obtenus précédemment. Puis, nous effectuerons une simulation simultanée PIV-strioscopie avec laquelle une vision d'ensemble du battement du jet pourra être obtenue.

5.1 Similitudes entre les divers dynamiques

On reporte sur la figure VI.23 les dynamiques obtenues des modes POD des strioscopies du jet naturel et des jets vectorisés. On note que les dynamiques obtenus sont presque identiques, au déphasage initial près entre le couple de modes 3 et 4 et le couple 1 et 2. La même représentation est donnée pour les dynamiques des modes POD obtenus par analyse des champs de vitesse PIV. On observe alors les même caractéristiques.

Comparons alors les déphasages qu'il semble y avoir entre les couples 3-4 et 1-2. Pour le jet naturel, on observe un déphasage de $\pi/4$ avec les strioscopies et $-3\pi/4$ avec les champs de vitesse. Or, comme les modes POD sont définis au signe près, les déphasages sont connus à π près. Ainsi, les modes 3-4 et 1-2 ont le même déphasage qu'il s'agisse des modes des strioscopies ou des mesures PIV. La même comparaison peut-être faite pour les autres cas.

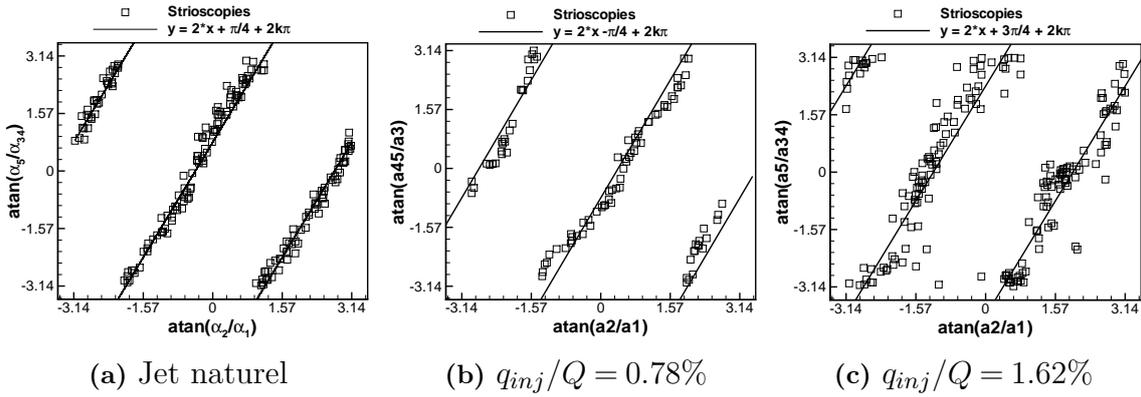


Figure VI.23 – Verrouillage de phase des systèmes dynamiques issus des analyses POD des strioscopies.

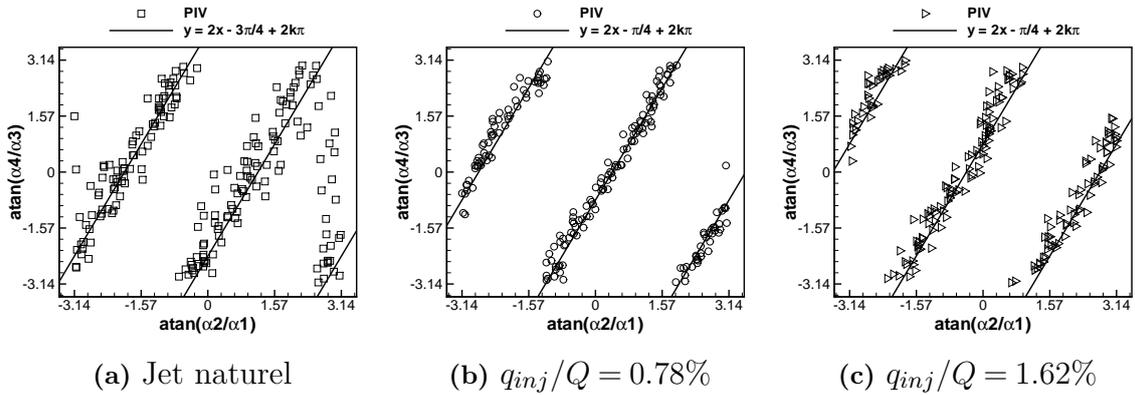


Figure VI.24 – Verrouillage de phase des systèmes dynamiques issus des analyses POD des champs PIV.

On obtient donc, à chaque fois, une dynamique semblable entre les modes POD des visualisations strioscopiques ou des champs PIV.

Dans le chapitre précédent, nous avons tenté d'identifier des systèmes dynamiques linéaires grâce aux corrélations $\langle \dot{a}^{(j)} a^{(k)} \rangle$ pour les strioscopies ou à l'utilisation d'un modèle d'advection pour les champs PIV. Dans les deux cas, nous nous sommes confrontés à des problèmes

de convergence des données de sorte qu'il nous a fallu imposer les coefficients du système dynamique.

Par analogie à ce qui a été fait dans le chapitre précédent, on propose de limiter la modélisation à un système dynamique purement linéaire à 4 modes :

$$\dot{a}^{(j)} = L_{ij}a^{(i)}, \quad (\text{VI.3})$$

où la matrice L_{ij} se limite aux coefficients L_{12} , L_{21} , L_{34} et L_{43} . Comme la fréquence de battement est identique à la fréquence de l'excitation acoustique extérieur, on imposera $L_{12} = -L_{21} = 2\pi f_0$. Puis sachant que les modes 3 et 4 évoluent à fréquence double des deux premiers on obtient alors : $L_{34} = -L_{43} = 2L_{12}$. Le système ainsi formé est alors simulé grâce à un algorithme de Runge-Kutta à l'ordre 4.

5.2 Modèles d'ordre réduit obtenus

La figure VI.25 présente les diagrammes de phase $(a^{(i)}, a^{(j)})$ des modes POD des champs PIV ainsi que ceux des modèles dynamiques correspondants pour les jets vectorisés. Bien que très simple, les modèles linéaires semblent reproduire assez fidèlement les caractéristiques principales de la dynamique des modes.

En ce qui concerne les modes POD des strioscopies, on présente sur la figure VI.26 la comparaison des diagrammes de phase expérimentaux et des modèles obtenus pour les jets vectorisés. La modèle reproduit correctement la dynamique des modes pour le taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$, en revanche pour le second taux d'injection, la correspondance n'est pas aussi évidente. Comme mentioné précédemment, les modes POD obtenus pour ce cas sont plus bruités et le système dynamique correspondant moins aisément identifiable.

On obtient donc, malgré l'utilisation d'un simple système dynamique linéaire, un ensemble de modèles qui représentent de la dynamique des modes POD de façon relativement fidèle. On utilisera donc ces modèles dans la suite du document.

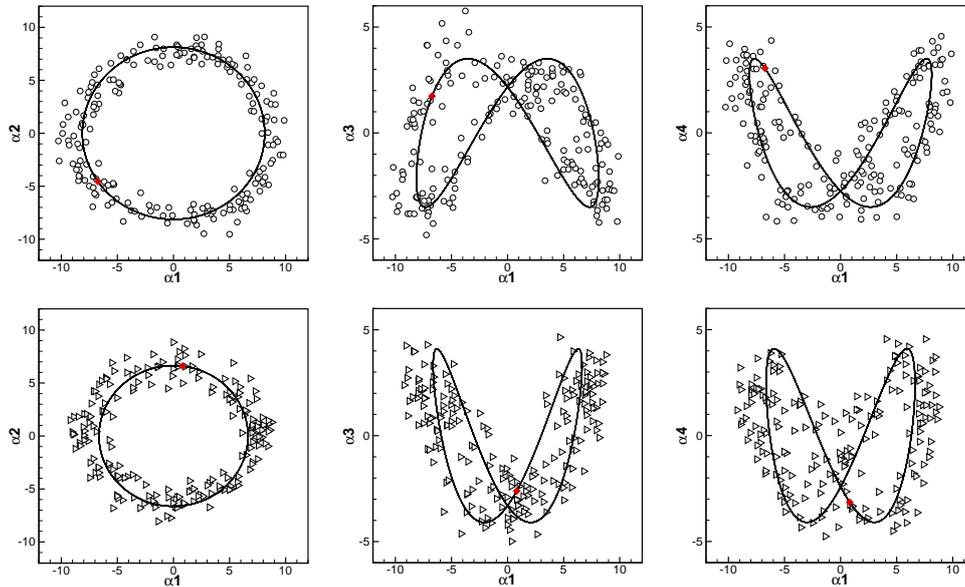


Figure VI.25 – Comparaison des diagrammes de phase des champs PIV et du modèle pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ en haut et $q_{inj}/Q = 1.62\%$ en bas. Le point rouge correspond à la condition initiale.

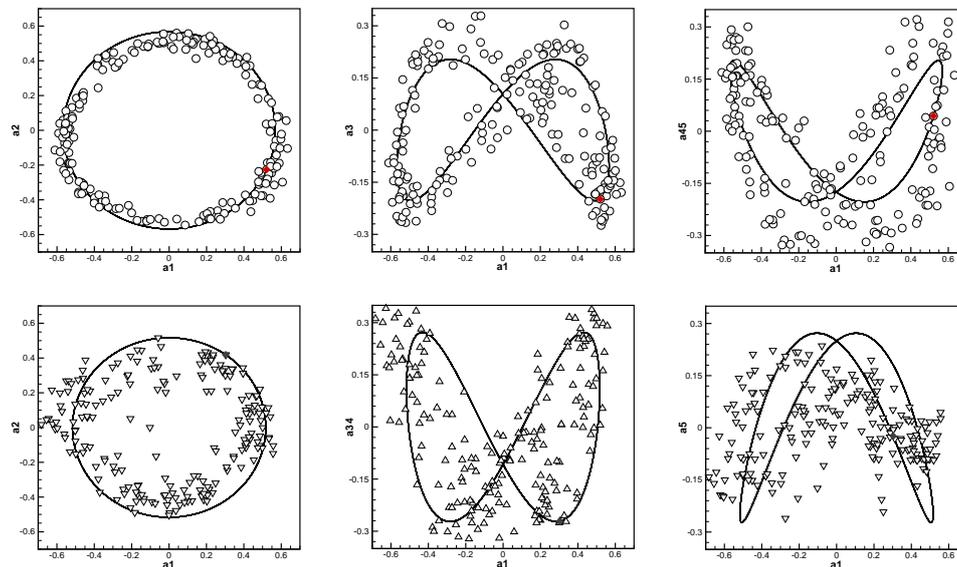


Figure VI.26 – Comparaison des diagrammes de phase des strioscopies et du modèle pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$ en haut et $q_{inj}/Q = 1.62\%$ en bas. Le point rouge correspond à la condition initiale.

5.3 Simulation simultanée PIV-strioscopie

Comme pour le jet naturel, on souhaite dans cette partie du document obtenir une visualisation d'ensemble du battement du jet en associant les modèles dynamiques des strioscopies et ceux des champs PIV.

Pour pouvoir associer les deux systèmes, il est nécessaire de connaître la phase qu'il existe entre-eux. Nous utiliserons alors l'observation du chapitre précédent concernant le lien entre les fluctuations de vitesse et la position du jet par rapport au plan de mesure. Ainsi, une fluctuation positive de vitesse longitudinale au centre du jet sera associée à une excursion du jet au travers du plan de mesure, et donc à une coloration sombre de la strioscopie.

En comparant alors les modes POD spatiaux des PIV et ceux des strioscopies, il est possible de connaître la phase entre les deux systèmes.

5.3.1 Taux d'injection $q_{inj}/Q = 0.78\%$

La figure VI.27 présente une comparaison entre les modes POD spatiaux issus des strioscopies et des champs de vitesse. On remarque que les noeuds des modes sont localisés sensiblement au même endroit pour les deux modèles mais que les zones sombres de la strioscopie sont associées à une fluctuation de vitesse négative et les plus claires à une fluctuation positive. Il semble donc que les deux modèles soient en opposition de phase.

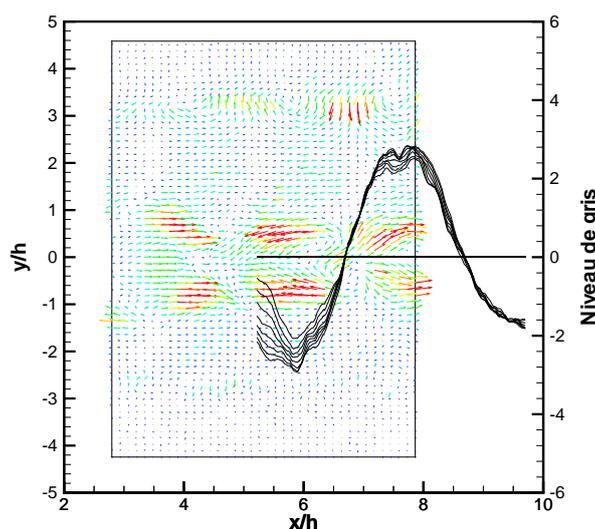


Figure VI.27 – Comparaison de l'organisation spatiale des modes POD des mesures PIV et des strioscopies. Les profils de niveau de gris sont tirés d'une bande de 4 pixels encadrant le plan PIV.

Chapitre VI. Effet de la vectorisation du jet sur le mode de battement

Les résultats de la simulation simultanée des deux modèles sont présentés sur la figure [VI.28](#). Les champs de vitesse sont reconstruits à partir des 4 modes POD et on leur a ajouté 20 % de la composante moyenne de vitesse. Les vecteurs sont de plus colorés par la composante longitudinale de vitesse.

On remarque alors que, si les strioscopies indiquent que le battement du jet est fortement bidimensionnel, les fluctuations de vitesse associées à ce battement semblent réparties de façon dissymétrique sur la hauteur du jet. Ceci provient certainement de la dissymétrie du réseau de chocs du jet.

On observe également, comme pour le jet naturel, une ondulation de la frontière supérieure du jet. Cette ondulation avait été interprétée comme signe du passage de cette région du jet dans le plan de mesure. Pour le jet naturel cette ondulation se produit en quadrature de phase avec le passage du cœur du jet dans la plan PIV. Ici, cette ondulation semble déphasée avec le cœur du jet.

La vectorisation du jet a donc eu un impact important sur la structuration de la partie du champ de vitesse associée au mode de battement.

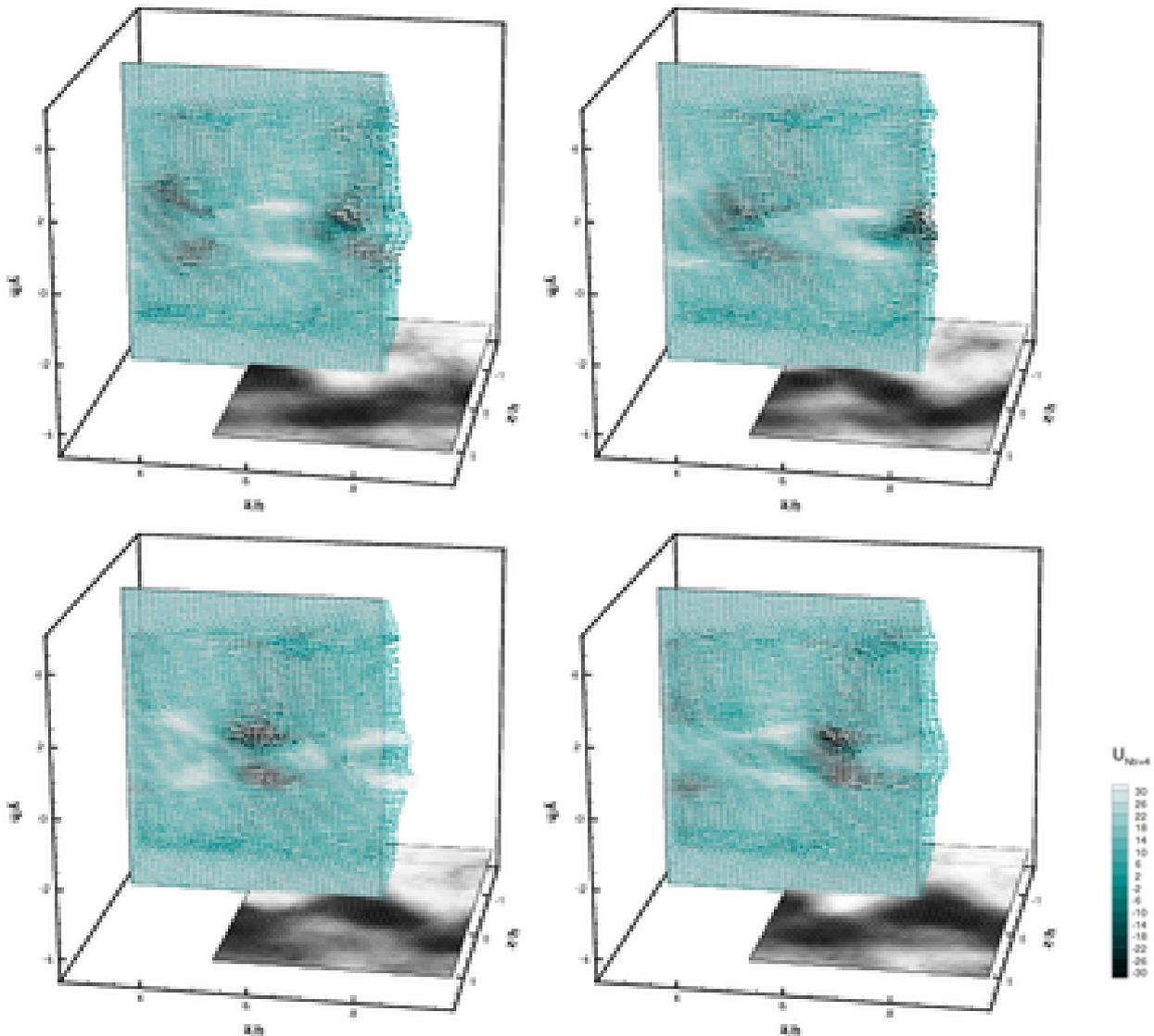


Figure VI.28 – Simulation du modèle dynamique pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$. Les champs de vitesse sont reconstruits avec les 4 premiers modes POD auxquels on a ajouté 20 % de la composante moyenne de vitesse.

5.3.2 Taux d'injection $q_{inj}/Q = 1.62\%$

Une comparaison des modes spatiaux POD issus des strioscopies et mesures PIV est donnée sur la figure VI.29 pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. Les noeuds des fluctuations de vitesse du mode PIV et les noeuds du motif des modes des strioscopies ne correspondent pas dans ce cas. Il semble même que les deux systèmes soient en quadrature de phase et que le système dynamique des strioscopies soient en avance par rapport à celui des mesures PIV.

Les résultats présentés dans la suite du document tiennent compte d'un déphasage de $\pi/2$.

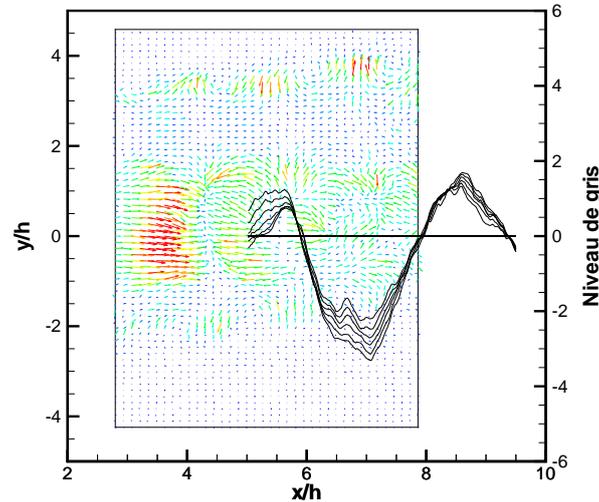


Figure VI.29 – Comparaison de l'organisation spatiale des modes POD des mesures PIV et des strioscopies. Les profils de niveau de gris sont tirés des 4 pixels de part et d'autre de l'intersection avec le plan PIV.

Les simulations simultanées des systèmes dynamiques des strioscopies et des champs PIV sont présentés sur la figure VI.30 avec les mêmes paramètres que précédemment.

La topologie des champs de vitesse associés au battement du jet a de nouveau subi de grandes modifications. Il semblerait que la répartition des fluctuations soit plus bidimensionnelle que pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. Le jet a-t-il recouvré une organisation plus conventionnelle. C'est ce que l'on peut observer sur sa structure de choc, qui semble plus régulière pour ce taux d'injection.

On observe également que les ondulations de la frontière du jet sont cette fois en phase avec le cœur du jet. Ce qui indique que le jet semble battre d'une manière bidimensionnelle à l'excitation, alors que le jet naturel et le jet vectorisé à $q_{inj}/Q = 0.78\%$ semblent répondre avec une organisation verticale en chevrons.

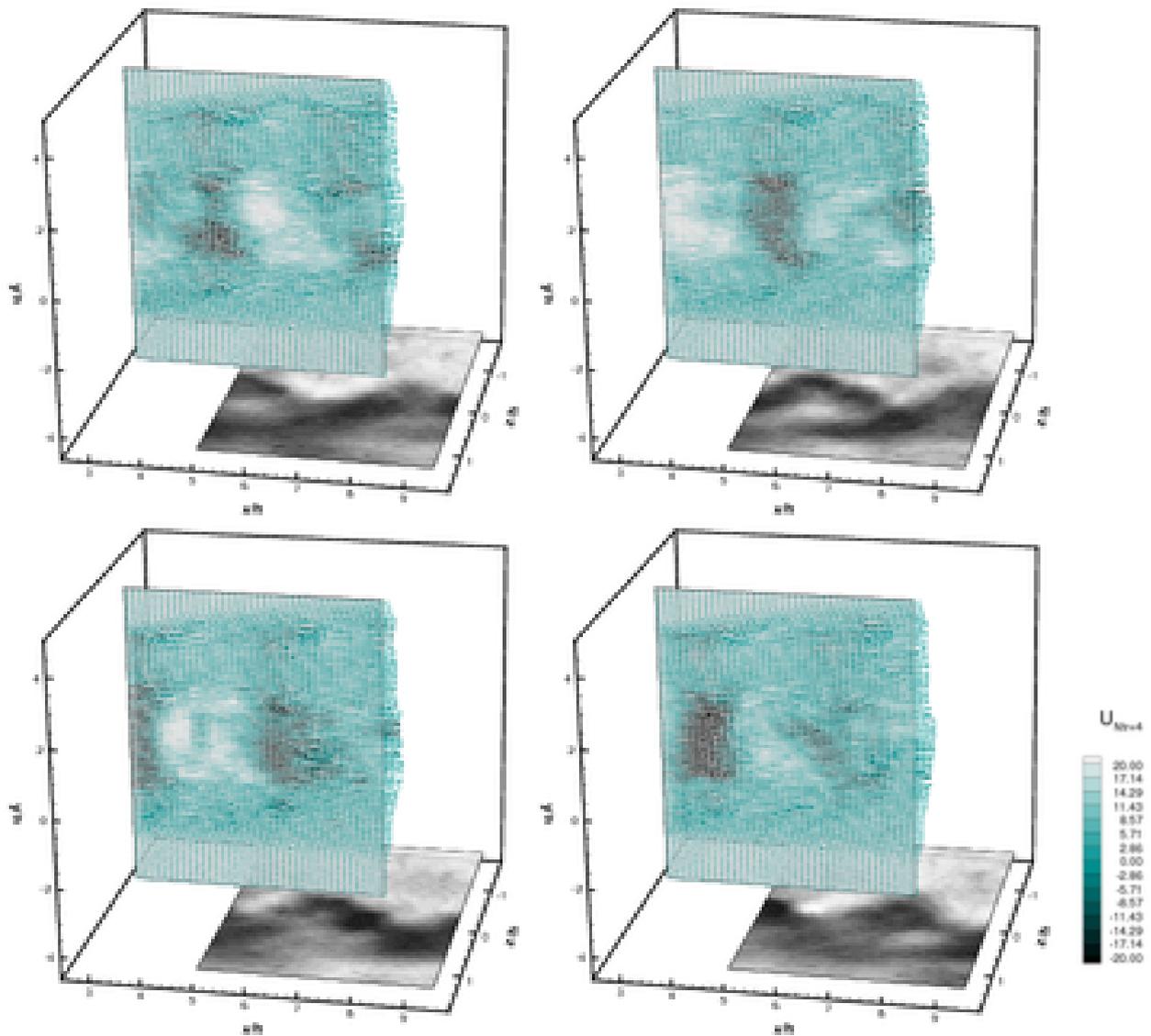


Figure VI.30 – Simulation du modèle dynamique pour $q_{inj}/Q = 1.62\%$. Les champ de vitesse est reconstruit avec les 4 premiers modes POD auxquels on a ajouté 20 % de la composante moyenne de vitesse.

6 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à une étude du mode de battement du jet pour les configurations vectorisées. On a pu mettre en évidence que les signaux de pression en parois de la veine sont très semblables, que le jet soit vectorisé ou non. On a pu observer un changement de fréquence fondamentale qui provient certainement du changement de la structure de choc du jet. La répartition de phase des signaux de pression est inchangée sur les parois parallèles aux grands côtés. En revanche, sur les parois en regard avec les petits côtés de la tuyère la répartition de phase évolue avec le taux d'injection ce qui montre bien la dissymétrisation de l'acoustique, liée à la vectorisation du jet.

Les analyses des modes POD effectuées sur les strioscopies des jet vectorisés ont montré que la dynamique principale liée au battement du jet, est identique à celle du jet naturel. Ces résultats indiquent la persistance du battement du jet même vectorisé. Le fait que la strioscopie intègre l'information, ne nous permet pas de différencier les différents cas de vectorisation.

L'analyse POD des champs de vitesse a également montré que la dynamique des premiers modes, associés au battement, est sensiblement identique pour le jet naturel ou vectorisé. Toutefois, en effectuant la combinaison des systèmes dynamiques issus des strioscopies et des mesures PIV, nous avons pu obtenir une visualisation d'ensemble du mode de battement du jet et observer de fait, que la topologie des champs de vitesse associés au battement est fortement influencée par la vectorisation du jet.

Finalement, même vectorisé le jet rentre toujours en résonance avec l'acoustique se propageant dans l'écoulement subsonique. Le problème n'étant alors plus symétrique, ce n'est donc pas un artefact de la soufflerie. Le fait que le jet s'écoule en veine guidée a probablement joué un rôle quant à la sélection de la fréquence de résonance, mais n'aurait pas empêché le jet vectorisé d'émettre un screech et donc de battre.

Conclusion générale et perspectives

L'orientation du vecteur poussée d'une tuyère par moyens fluidiques permet d'allier efficacité et faible encombrement. Dans l'objectif de vectoriser en lacet la poussée d'un jet rectangulaire, un dispositif spécifique, consistant en une légère modification de la géométrie de la tuyère, a été proposé durant ce travail de thèse.

Dans un premier temps, nous nous sommes rendu compte que l'évaluation expérimentale des performances du système peut susciter quelques difficultés. Des stratégies d'évaluation ont donc dues être mises en oeuvre afin de franchir ces obstacles. En complément des observations et mesures expérimentales, les résultats d'une modélisation numérique RANS ont apporté des informations qui se sont révélées utiles quant à la compréhension des mécanismes élémentaires en jeu lors de la vectorisation de la poussée.

Ainsi, il semble que la technologie proposée possède une bonne progressivité. Aucune discontinuité n'a été observée dans l'évolution de l'angle de poussée en fonction du taux d'injection, exceptée la baisse de performance observée lorsque le choc créé par l'injection impacte la paroi opposée de la soufflerie. Ce comportement peut-être interprété ici comme la diminution de la contribution du divergent opposé à la dissymétrie de pression. Cette limitation, commune à tous les systèmes de vectorisation par choc, est clairement identifiée. Les résultats numériques nous indiquent un angle de vectorisation de 2.23° pour un taux d'injection de 0.78% . Il semble donc que l'angle de vectorisation obtenu soit quelque peu modeste, mais l'efficacité du système $1.74^\circ/\%$ d'injection est du même ordre de grandeur que l'efficacité des diverses technologies que l'on peut rencontrer dans la littérature ouverte. Néanmoins, on présume que si l'orifice de soufflage avait pu être placé en fin de buse, de meilleurs résultats auraient certainement pu être obtenus.

L'analyse des résultats expérimentaux et numériques, associée aux connaissances ultérieures des caractéristiques des décollements a permis de réaliser une modélisation simplifiée se limitant aux efforts appliqués sur les parois des divergents supplémentaires. Cette modélisation a

Chapitre VI. Conclusion générale et perspectives

montré qu'à taux de détente constant, et décollement figé, il existe peut-être une dépendance de l'angle de poussée envers le nombre de Mach. Ce résultat doit toutefois être interprété avec précaution.

Une question reste également en suspend quant à l'influence de la présence de l'arête du divergent sur le décollement. Les visualisations pariétales semblent suggérer que cette singularité géométrique fixe la position du décollement, or cette observation est en contradiction avec la théorie de l'obstacle équivalent, telle que proposée par Spaid et Zukoski [8].

De plus, les aspects instationnaires de la poche de décollement n'ont pas été traité ici. Or, le décollement implique forcément une interaction onde de choc-couche limite. Il est donc probable que le bulbe de décollement batte, générant alors des efforts instationnaires nuisibles au sein de la tuyère.

Des études complémentaires doivent être réalisées dans l'objectif de confirmer ou infirmer les hypothèses précédentes.

L'influence des modifications apportées à la buse sur l'écoulement non manipulé a pu être exposée. En premier lieu, la présence des divergents impose une non-uniformité des conditions d'éjection du jet : le jet est plus détendu à ses extrémités que sur l'axe. Il en découle que la distribution longitudinale des ondes de choc du jet ne correspond plus aux modèles généralement admis pour les jets rectangulaires. Le champ de vitesse moyen est également affecté. On se trouve donc en présence d'un jet dont le développement n'est pas usuel et pourtant, les mesures effectuées dans les couches de mélange montrent que les grandeurs turbulentes semblent conformes à ce que l'on rencontre dans des écoulements canoniques. Ainsi, les modifications de la buse n'ont visiblement pas eu d'impact notable sur l'établissement de la turbulence au sein du jet.

Un mode de battement latéral, lié à une résonance aéro-acoustique auto-entretenu a été observé pour le jet non manipulé. La répartition de phase de l'onde acoustique qui excite le mode de battement du jet est exactement la même que celle que l'on observe lorsqu'un jet rectangulaire émet un screech. La vitesse de convection des structures observées dans les couches de mélange est également comparable à ce que l'on rencontre dans la littérature. Cette résonance ressemble donc fort au phénomène de screech. Seulement, les ondes acoustiques excitant les couches de mélanges possèdent une direction de propagation qui diffère de celle qui est habituellement observée. En effet, dans la présente étude, ces ondes semblent provenir de réflexions sur les parois de la veine d'essai contrairement au screech où elles proviennent en général d'une zone située entre la troisième et la quatrième cellule. L'origine de cette résonance reste jusqu'ici indéterminée et le caractère auto-entretenu de cette dynamique ne permettra pas d'en obtenir

la causalité.

L'étude de l'organisation verticale (i.e. dans un plan parallèle au grand axe de la tuyère) des structures convectées a montré qu'elles semblaient disposées en chevrons. Il semblerait donc que le battement observé ne soit pas complètement bidimensionnel. Cette organisation particulière doit possiblement être introduite par la structure de choc du jet qui montre également une organisation verticale en chevrons.

Lorsque le jet est manipulé, l'introduction d'une onde de choc supplémentaire dans l'écoulement modifie sa structure. Cependant, une résonance auto-entretenu du même type que pour le jet naturel s'observe toujours. Les fréquences en jeu diffèrent toutefois, mais la répartition de phase est identique de part et d'autre du grand axe du jet. Le changement de fréquence est probablement lié au changement de la structure du jet.

Au même titre que pour le jet naturel, l'organisation spatiale verticale des champs de vitesse associé aux structures présente un motif qui change en fonction de l'importance de la manipulation. Cette observation semble bien corroborer le fait que la structure de choc est en partie responsable de la forme des structures convectées et donc de la façon dont le jet évolue pendant le battement.

Une question vient alors en ce qui concerne la réceptivité de la poche décollée envers ces perturbations externes. L'écoulement étant subsonique dans cette partie de l'écoulement, il est probable alors que le bulbe de décollement reçoive une partie de l'information provenant des ondes acoustiques externes. Dès lors, si le bulbe réagit à ces excitations, ce mécanisme pourrait également intervenir dans la boucle de rétroaction amplifiant le phénomène. Des mesures de pression instationnaires au sein du bulbe permettrait aisément de vérifier la présence ou non de fréquence liées au battement dans le bulbe. Par ailleurs, l'acquisition simultanée de la pression au sein du bulbe et de la vitesse de l'écoulement plus en aval permettrait de contrôler l'influence de l'instationnarité du bulbe sur l'écoulement. A ce titre, la méthode de reconstruction de signaux de vitesse LDV sur une base de temps régulière, proposée dans ce manuscrit, peut-être un outil bien adapté à ce type d'analyse.

Beaucoup de questions restent encore en suspend quant aux phénomènes en jeu dans l'écoulement de la présente étude. Ces interrogations illustrent d'une part que l'acoustique externe n'est nullement à négliger dans l'étude des écoulements de jets même supersoniques. D'autre part, cette étude illustre également la difficulté de mise au point de stratégies de contrôle des écoulements compressibles. D'ailleurs, étant donnée la complexité des phénomènes en jeu et la façon dont ils peuvent agir entre eux, parler de contrôle d'écoulement semble présomptueux, il

Chapitre VI. Conclusion générale et perspectives

s'agirait plutôt d'une constatation des effets d'une manipulation.

Annexe 1 : Etude de la précision des mesures

LDV

L'objectif de ce volet du document est d'apporter une discussion quant à la précision des mesures LDV effectuées. On s'intéresse alors au biais de vitesse ainsi qu'à l'influence des conditions génératrices sur les mesures.

1 Correction du biais de vitesse

La probabilité d'obtenir un échantillon haute vitesse est plus élevée que celle d'obtenir un échantillon lent. La vitesse moyenne mesurée s'en trouve alors biaisée. Il est alors nécessaire de pondérer chaque échantillon de vitesse par coefficient de pondération. On peut alors pondérer chaque échantillon par son temps de résidence dans le volume de mesure, puisqu'il est inversement proportionnel à la norme du vecteur vitesse. Les grandeurs statistiques sont alors obtenues grâce à :

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \tau_i}{\sum_{i=1}^N \tau_i}; \quad \overline{u'u'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 \tau_i}{\sum_{i=1}^N \tau_i}; \quad \overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \tau_i}{\sum_{i=1}^N \tau_i}, \quad (1)$$

avec τ_i le temps de résidence de l'échantillon u_i . La figure [A1.1](#) présente la différence relative entre deux estimations des vitesses moyennes et intensité de fluctuations : la première est une simple moyenne d'ensemble, et la seconde utilise l'estimateur présenté précédemment. C'est au

Annexe 1 : Etude de la précision des mesures LDV

coeur de la couche de mélange que l'effet est le plus notable, et l'erreur commise se chiffre entre 5 % et 20 %.

Pour chaque résultat de mesures LDV c'est donc la technique de pondération par le temps de transit de la particule qui est utilisée.

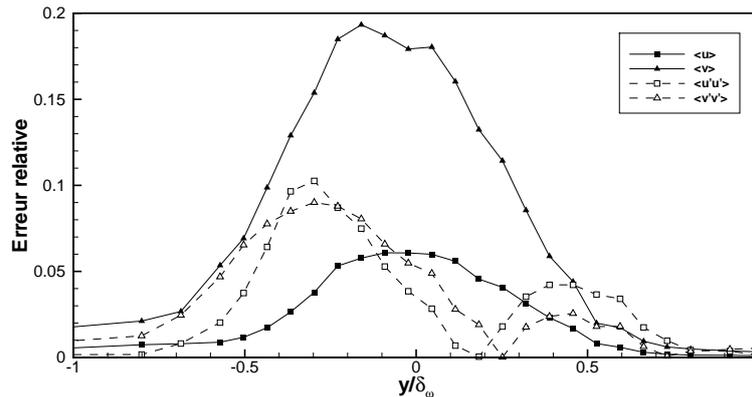


Figure A1.1 – Estimation de l'erreur commise par biais de vitesse sur un profil de vitesse.

2 Convergence statistique des données

La convergence statistique des données issues de mesures LDV est présentée figure A1.2, pour un point de mesure au coeur de la couche de mélange du jet non vectorisé ($y/\delta_\omega = 0, z = 0$). L'acquisition de 50000 échantillons est grandement suffisante pour les valeurs de vitesse moyennes et RMS, puisqu'à partir de 25000 échantillons l'écart à la moyenne obtenue avec tout les échantillons est de moins de 1%. On remarque que pour le cisaillement turbulent moyen $\overline{u'v'}$ la convergence est légèrement moins bonne. Toutefois, à partir de 30000 échantillons l'écart à la valeur de cisaillement est inférieure à 4%. Suffisamment d'échantillons ont donc été acquis pour avoir une bonne confiance sur les moments d'ordre 2 des mesures de vitesse.

La plupart des points acquis durant cette campagne de mesure ont une convergence semblable à celle-ci. Seuls les points acquis dans les zones fortement tridimensionnelles diffèrent légèrement, c'est l'objet de la suite de ce paragraphe. La figure suivante A1.3 présente la même étude réalisée dans le sillage d'un coin de la soufflerie. Ce point est issu du profil effectué à $z/h = 0.5$. La convergence statistique est légèrement moins rapide que précédemment puisqu'avec 25000 échantillons la confiance sur la valeur moyenne de v est de moins de 10%, et il faut 40000 mesures pour obtenir une confiance d'environ 4%. La convergence des moments d'ordre 2 est également moins rapide qu'au centre du jet. On sera donc prudent quant à l'interprétation des

3 Effets de la variation des conditions génératrices

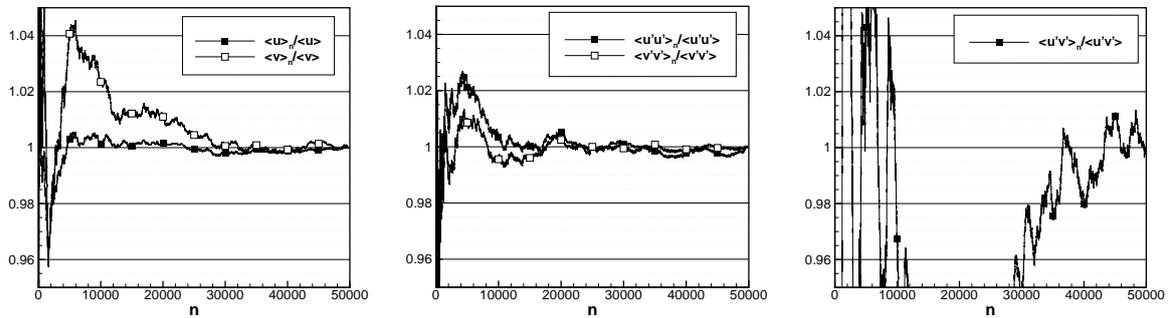


Figure A1.2 – Convergence statistique des grandeurs moyennes et turbulentes dans le plan de symétrie du jet ($z = 0$).

grandeurs statistiques dans cette zone de mesure où l'écoulement est fortement tridimensionnel.

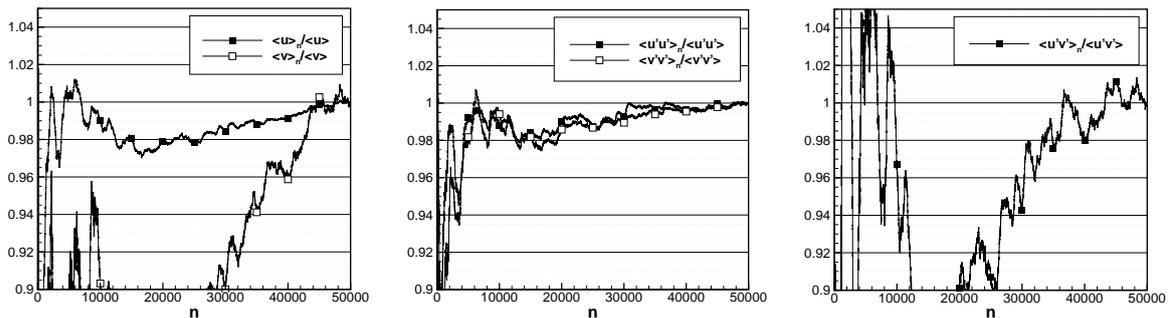


Figure A1.3 – Convergence statistique des grandeurs moyennes et turbulentes au sein de la couche de mélange latérale ($z/h = 0.5$).

3 Effets de la variation des conditions génératrices

3.1 Variations de la pression génératrice de la soufflerie

La pression génératrice du jet est régulée grâce à une boucle d'asservissement (voir chapitre 2). La pression génératrice fluctue légèrement autour de la valeur consigne de plus ou moins 0.05 bar, soit 2.7% de la pression de consigne. La pression génératrice est acquise simultanément aux échantillons de vitesse, de sorte qu'une analyse conditionnelle peut être réalisée. La figure A1.4 représente les profils de vitesses moyennes et tensions de Reynolds acquis durant la même rafale, lorsque la pression génératrice est supérieure ou inférieure à la pression de consigne.

Annexe 1 : Etude de la précision des mesures LDV

Seuls les points de mesure où suffisamment d'échantillons sont disponibles de part et d'autre de la pression de consigne sont tracés. On remarque une influence quasi inexistante de la pression génératrice sur les grandeurs statistiques, la précision de la régulation est donc suffisante pour assurer une confiance confiance sur la mesure.

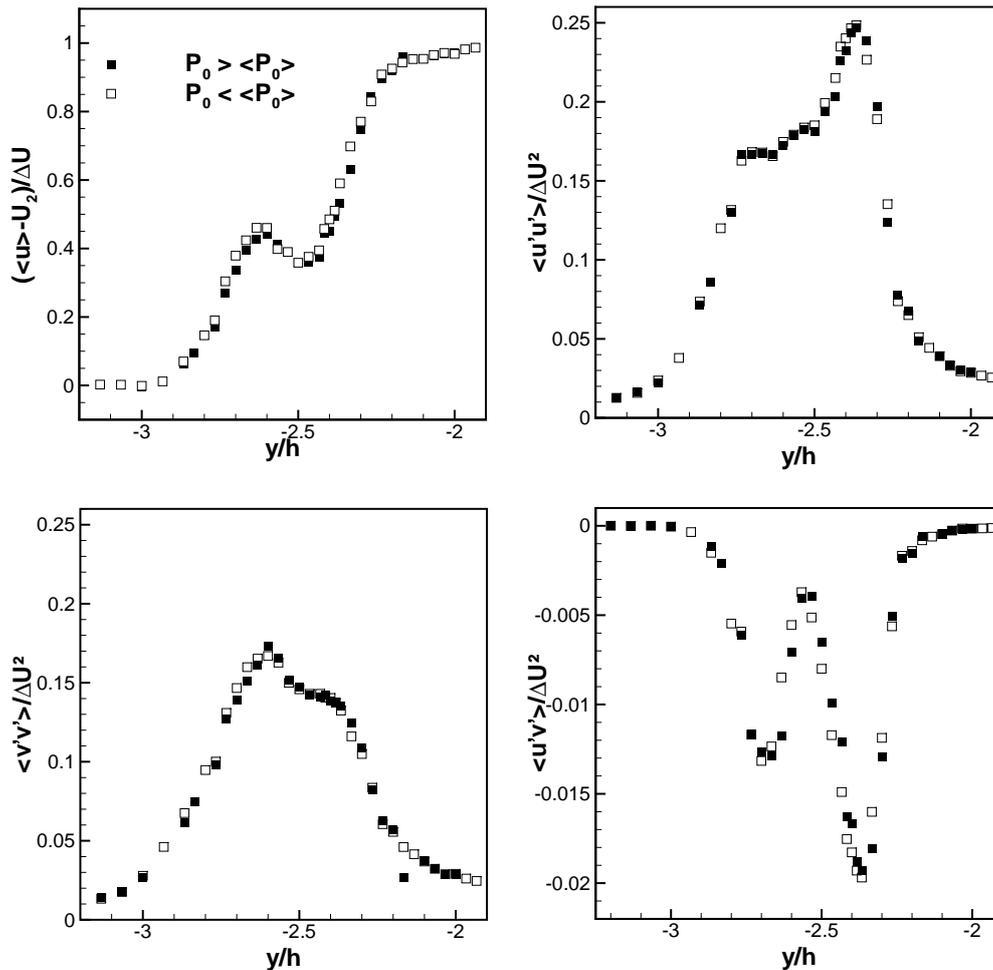


Figure A1.4 – Profils de vitesse moyennes et de tensions de Reynolds en fonction de la pression génératrice de la soufflerie.

3.2 Variations de la pression d'injection

Si la pression génératrice de la soufflerie est asservie, la pression d'injection du jet secondaire est maintenue constante par l'intermédiaire d'un manodétendeur. De plus, lors de ces campagnes de mesures, l'ensemencement du jet secondaire est assuré par une dérivation de son

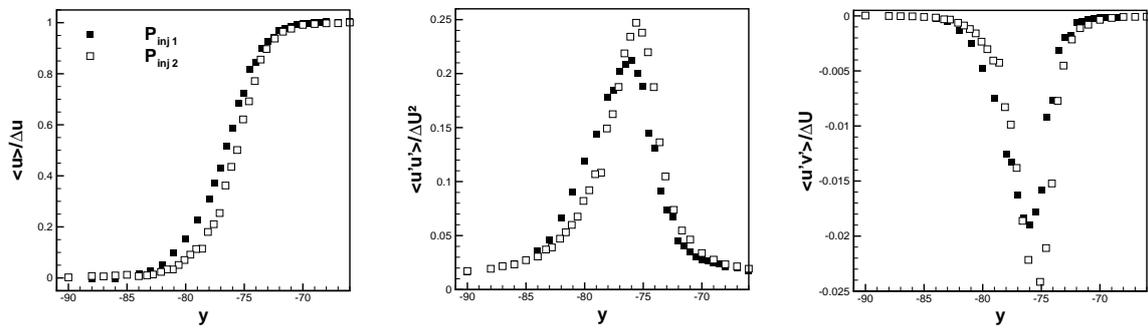
3 Effets de la variation des conditions génératrices

dispositif d'alimentation en air comprimé, de sorte que la variation de pression d'alimentation influe également sur l'ensemencement.

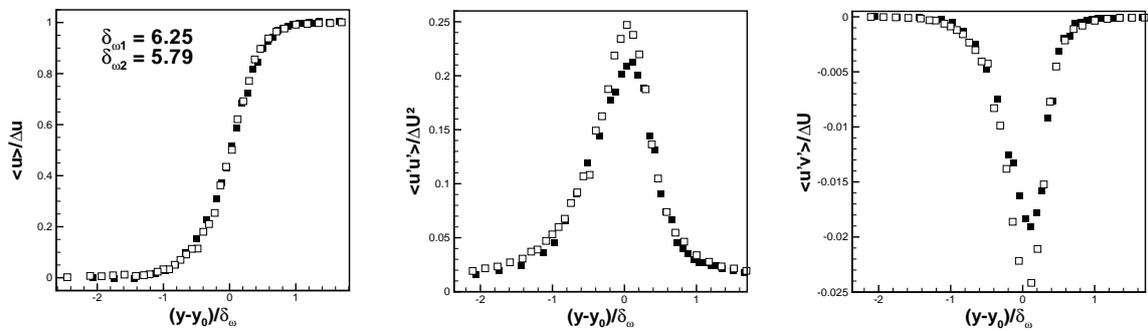
Lors d'une rafale, les variations de pression d'injection sont de l'ordre de $\pm 0.05\text{bar}$, ce qui représente moins de 1% de la pression de consigne pour $P_{inj} = 7.5\text{bar}$. Cependant, d'une rafale à une autre, les conditions génératrices devaient être re-réglées, principalement à cause de la chute de pression dans les réservoirs principaux d'air comprimé. La figure A1.5 présente deux profils de vitesse obtenus pour une pression d'injection $P_{inj} = 7.5\text{bar}$ pour deux rafales consécutives. Lors de la seconde rafale (indiquée 2), la pression d'injection s'est trouvée légèrement supérieure à celle de la première rafale (indiquée 1), d'environ 0.15bar soit 2% de différence. C'est le cas le plus défavorable rencontré. Ceci a un impact direct sur les grandeurs caractéristiques de la couche de mélange, notamment l'épaisseur de vorticité. Les intensités de turbulence et le cisaillement moyen sont également affectés.

Ces différences observées peuvent provenir soit directement des variations de pression d'injection, soit d'un biais d'ensemencement. Les deux paramètres étant liés, il est fort difficile d'incriminer plus l'un que l'autre. Les différences restent tout de même dans des proportions acceptables, de sorte que l'interprétation des résultats ne semble pas problématique.

Annexe 1 : Etude de la précision des mesures LDV



(a) Repère du laboratoire



(b) Ordonnée adimensionnée

Figure A1.5 – Profils de vitesse moyennes et de tensions de Reynolds en fonction de la pression génératrice du jet secondaire.

Annexe 2 : Présentation du calcul numérique

Les écoulements présentés dans ce document se révèlent fort complexes. Ils se montrent très tridimensionnels, et les données expérimentales sont alors particulièrement difficiles à interpréter. De plus, la conception même de la soufflerie n'a pu nous permettre de réaliser certaines visualisations et mesures, ce qui présente un grand handicap dans la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu.

La réalisation d'un modèle numérique est alors apparue comme une aide indispensable à l'avancée des travaux.

1 Caractéristiques du calcul

Le calcul est conduit à l'aide d'un code de calcul du commerce *Fluent*® résolvant les équations RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) stationnaires avec une formulation en volume fini et une précision au second ordre en espace.

1.1 Domaine de calcul et maillage

Le domaine de calcul est présenté sur la figure [A2.1](#). La tuyère a été simplifiée et réduite à une conduite rectangulaire. La longueur de cette conduite est égale à la distance séparant le col de la tuyère expérimentale à la section d'éjection. Les parois hautes et basses de la conduite divergent légèrement, tout comme les parois de la tuyère expérimentale, de 0.66° , pour tenir compte de l'épaississement de la couche limite. L'injecteur est représenté par une surface qui peut-être soit une paroi (pas d'injection) soit une condition aux limites d'entrée. La surface

Annexe 2 : Présentation du calcul numérique

d'entrée de la partie subsonique de calcul est située à une distance $x/h = -3$ de la buse de la tuyère, qui est considérée suffisante pour le développement de la couche limite externe. La section de sortie est située à une distance $x/h = 23$, distance qui après plusieurs tests s'est avérée suffisante pour éviter aux conditions aux limites avalées d'influencer le domaine de calcul en concordance avec le volume de mesure expérimental. Les parois de la veine d'essai sont également représentées. En considérant la symétrie du problème par rapport au plan $z = 0$, un moitié de l'écoulement est simulé.

Le maillage est raffiné en paroi afin d'obtenir un discrétisation correcte de la couche limite

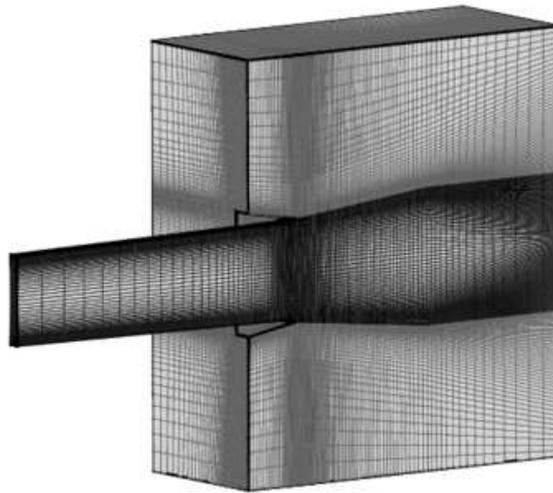


Figure A2.1 – Représentation du domaine de calcul

amont. Le paramètre utilisé est la variable de paroi y^+ :

$$y^+ = \frac{y}{\nu_w} \frac{\tau_w}{\rho_w}, \quad (1)$$

avec ν_w , τ_w et ρ_w la viscosité cinématique, la contrainte de cisaillement et la masse volumique en paroi. Le raffinement est choisi de façon à obtenir un y^+ proche de 1, assurant une bonne modélisation de la couche limite. La région de l'injecteur est elle aussi raffinée de façon à discrétiser correctement l'interaction entre l'écoulement primaire et le jet secondaire.

Le nombre de points des différentes zones du maillage est récapitulé dans le tableau suivant :

2 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

	x	y	z
Tuyère + jet	220	160	45
Subsonique inférieure	130	50	95
Subsonique intermédiaire	130	160	50
Subsonique supérieure	130	50	95

Un nombre de points conséquent est alors nécessaire à l'obtention d'un résultat en configuration tridimensionnelle.

1.2 Modèle de fermeture

Le modèle numérique est obtenu par résolution du système des équations de Navier-Stokes moyennées. La fermeture de ce système nécessite la modélisation de la turbulence, c'est à dire rendre compte au mieux de son effet sur l'écoulement moyen. Nous avons choisi d'utiliser le modèle de turbulence de Spallart-Allmaras qui présente l'avantage d'être formulé à l'aide d'une seule équation de transport. De plus, ce modèle s'est déjà révélé pertinent de la cadre d'injection secondaire [80] et de vectorisation de poussée [14].

1.3 Conditions aux limites

On impose en entrée du domaine supersonique un nombre de Mach égal à 1.45, une pression génératrice de 3.7 bar et une température totale de 260 K. De même, en entrée de domaine subsonique le nombre de Mach est imposé à 0.2, la pression totale à 1.0 bar et la température totale à 290 K. Seul un taux de prélèvement à $q_{inj}/Q = 0.78\%$ est simulé. L'injection secondaire est imposée avec une condition sonique dont la pression totale est fixée à 7.5 bar et la température totale à 260 K.

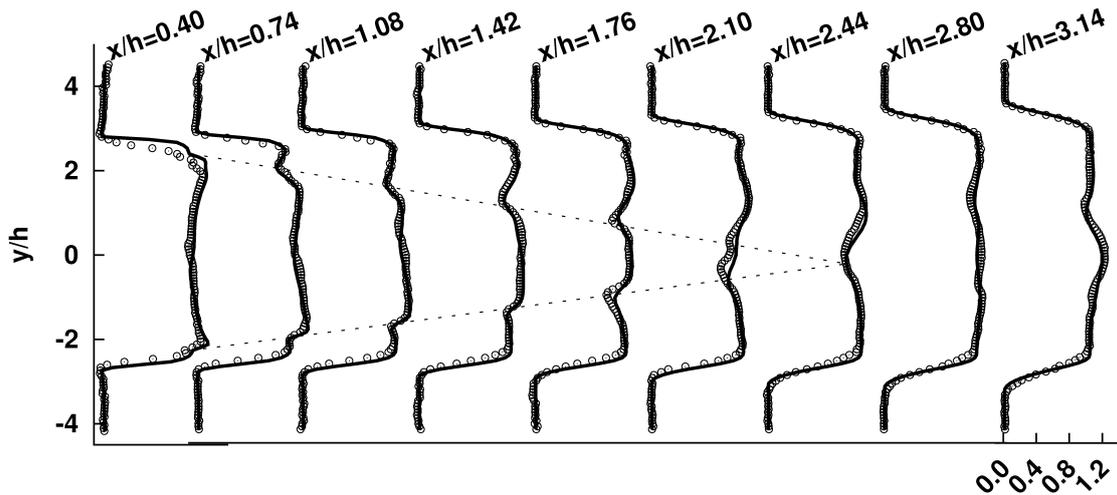
En sortie de domaine, la pression imposée est légèrement inférieure la pression statique imposée en entrée subsonique.

2 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

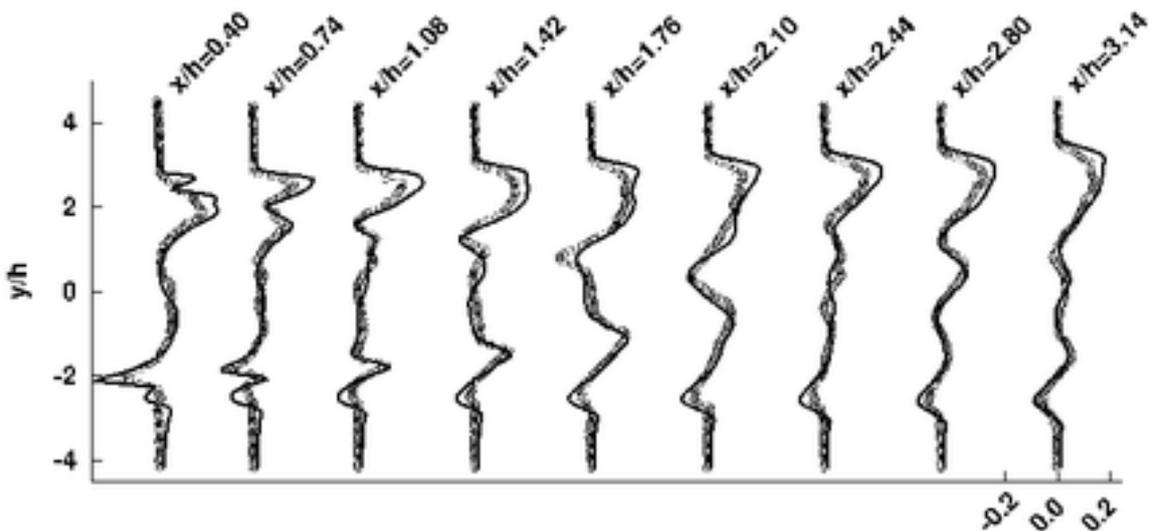
Une comparaison des profils de vitesses moyennes dans le plan de symétrie du jet vectorisé est montrée sur la figure A2.2. D'une manière générale, un bon accord avec les mesures PIV est

Annexe 2 : Présentation du calcul numérique

obtenu. La position des ondes de chocs d'adaptation du jet est représentée par la ligne pointillée sur la figure A2.2a. On note l'excellent accord entre les mesures et le modèle numérique sur ce point. De même, en ce qui concerne l'écoulement dans le sillage de l'actionneur. Le modèle numérique semble donc reproduire les caractéristiques principales du jet assez fidèlement.



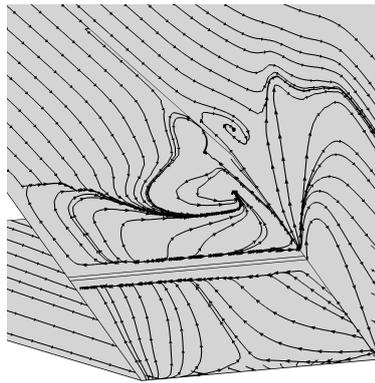
(a) Vitesse moyenne longitudinale adimensionnée $(u - u_2)/(u_1 - u_2)$. Les lignes pointillées joignent les positions des ondes de choc d'adaptation.



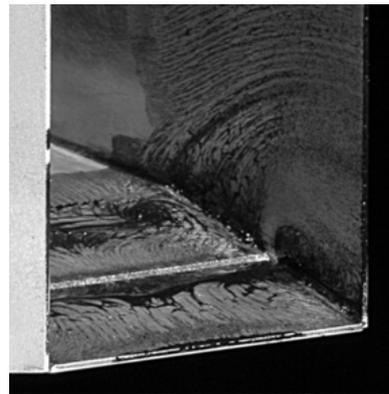
(b) Vitesse moyenne verticale adimensionnée $v/(u_1 - u_2)$

Figure A2.2 – Profils de vitesse dans le plan de symétrie du jet $z/h = 0$ pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$. \circ PIV, — Calculs numériques.

La figure A2.3 présente une comparaison des spectres pariétaux obtenus expérimentalement et numériquement. Les caractéristiques majeures du décollement sont également bien représentées par le calcul numérique. On différencie les parties amont et aval du décollement aussi bien grâce aux résultats numériques qu'expérimentaux, et les structures tridimensionnelles présentes dans les coins de la tuyères sont également capturées par le calcul numérique.



(a) Calcul numérique



(b) Visualisation pariétale expérimentale

Figure A2.3 – Comparaison des spectres pariétaux numérique et expérimental pour $q_{inj}/Q = 0.78\%$

3 Conclusion

Un accord suffisant entre les mesures de vitesse, les visualisations pariétales et le modèle numérique est obtenu de manière à pouvoir exploiter ces données en complément des données expérimentales. La précision obtenue semble suffisante pour permettre une analyse qualitative de l'écoulement notamment au sein de la partie inaccessible expérimentalement : à l'intérieure de la tuyère.

Références bibliographiques

- [1] G. L. BROWN AND A. ROSHKO. *On density effects and large structure in turbulent mixing layers*. J. of Fluid Mech. **64**, 775–816 (1974). [xi](#), [2](#), [3](#)
- [2] F. SONG AND L. QIBING. *Numerical simulation of compressible mixing layers*. Int. J. of Heat and Fluid Flow **27**, 895–901 (2006). [xi](#), [4](#)
- [3] M. B. ALKSILAR, A. KROTHAPALLI, AND L. M. LOURENCO. *Structure of a screeching rectangular jet : a stereoscopic particle image velocimetry study*. Journal of Fluid Mechanics **489**, 121–154 (2003). [xi](#), [5](#), [6](#), [7](#), [56](#), [58](#)
- [4] C. SHIH, A. KROTHAPALLI, AND S. GOGIENI. *Experimental observations of instability modes in a rectangular jet*. AIAA Journal **30**, 1369–1376 (1992). [xi](#), [8](#)
- [5] G. RAMAN. *Screech tones form rectangular jets with spanwise oblique shock-cell structure*. Journal of Fluid Mechanics **330**, 141–168 (1997). [xi](#), [9](#), [10](#), [102](#), [105](#), [145](#)
- [6] C. K. W. TAM, K. K. AHUJA, AND R. R. JONES. *Screech tones from free and ducted supersonic jets*. AIAA Journal **32** N°5, 917–922 (1994). [xi](#), [10](#), [11](#), [120](#)
- [7] E. E. ZUKOSKI. *Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step*. AIAA Journal **5**, 1746–1753 (1967). [xi](#), [12](#), [13](#), [14](#), [50](#), [85](#)
- [8] F. W. SPAID AND E. E. ZUKOSKI. *A study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows*. AIAA Journal **6**, 205–212 (1968). [xii](#), [15](#), [50](#), [84](#), [170](#)
- [9] F. W. SPAID. Thèse de Doctorat,. [xii](#), [16](#)
- [10] C. A. HUNTER AND DEERE K. A. *computational investigation of fluidic thrust vectoring*. AIAA paper 99-2669 (1999). [xii](#), [18](#)
- [11] D.N. MILLER, P.J. YAGLE, AND J. W. HAMSTRA. *Fluidic throat skewing for thrust vectoring in fixed geometry nozzles*. AIAA paper 99-0365 (1999). [xii](#), [19](#)

Références bibliographiques

- [12] K. A. DEERE, B. L. BERRIER, AND J. D. FLAMM. *Comutational study of fluidic thrust vectoring using separation control in a nozzle*. AIAA paper 2003-3800 (2003). [xii](#), [19](#), [20](#), [22](#)
- [13] K. A. WAITHE AND K. A. DEERE. *Experimental and computational of multiple intjection ports in a convergent-divergent nozzle for thrust vectoring*. AIAA paper 2003-3802 (2003). [xii](#), [20](#), [92](#)
- [14] B. MANGIN. *Vectorisation fluidique de la poussée d'une tuyère plane supersonique*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans , France (2006). [xii](#), [17](#), [21](#), [22](#), [76](#), [88](#), [181](#)
- [15] A. LEBEDEV, V. JAUNET, A. SHAMS, F. GONZALES, E. COLLIN, P. COMTE, D. AYMER DE LA CHEVALERIE, C. FOUMENT, AND J. DELVILLE. *Pea conception aérodynamique et contrôle du vol des avions de combat, rapport final (tranche c)*. (2008). [xii](#), [21](#), [22](#)
- [16] S. BELLAUD. *Mesures et analyses détaillées des champs turbulents en couches de mélange annulaires supersoniques*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France (1999). [xiii](#), [25](#), [29](#), [63](#), [64](#)
- [17] P. E. DIMOTAKIS. *Turbulent free shear layer mixing and combustion*. High-speed flight propulsion systems, Progress in aeronautics and astronautics **37** (1991). [2](#)
- [18] C.D. WINANT AND F.K. BROWAND. *Vortex pairing : the mechanism of thurbulent mixing-layer growth a moderate reynolds number*. J. of Fluid Mech. **63**, 237–255 (1974). [2](#), [3](#)
- [19] P.E. DIMOTAKIS AND G. L. BROWN. *The mixing layer at high reynolds number : large-structure dynamics and entrainment*. J. of Fluid Mech. **78**, 535–560 (1976). [3](#)
- [20] D. PAPAMOSCHOU AND A. ROSHKO. *The compressible turbulent shear layer : an experimental study*. J. of Fluid Mech. **197**, 453–477 (1988). [3](#), [4](#)
- [21] N. T. CLEMENS AND M. G. MUNGAL. *Two- and three-dimensional effects in supersonic mixing layer*. AIAA Journal **30** N°4, 973–981 (1992). [4](#)
- [22] N. T. CLEMENS AND M. G. MUNGAL. *Marge scale structure and entrainment in the supersonic mixing layer*. J. of Fluid Mech. **284**, 171–216 (1995). [4](#)
- [23] A. POWELL. *On the noise emanating from a two dimensional jet above the critical pressure*. Aeronautical quaterly **4**, 103–122 (1953). [5](#), [6](#), [95](#), [102](#)
- [24] A. KROTHAPALLI, D. BAGANOFF, AND K. KARAMCHETI. *On the mixing of rectangular jet*. Journal of Fluid Mechanics **107**, 201–220 (1981). [5](#)
- [25] K. B. M. Q. ZAMAN. *Axis switchin and spreading of an asymmetric jet : the role of coherent structure dynamics*. Journal of fluid dynamics **316**, 1–27 (1996). [5](#)

- [26] A. POWELL. *On the mechanism of choked jet noise*. Proceedings of the Physical Society of London **B66**, 1039–1056 (1953). 6, 95, 102
- [27] J. C. YU AND J. M. SEINER. *Nearfield observations of tones generated from supersonic jet flows*. AIAA Paper 83-0706 (1983). 6
- [28] G. RAMAN. *Supersonic jet screech : half-century from powell to the present*. Journal of Sound and Vibration **225**, 543–571 (1999). 7, 102
- [29] C. K. W. TAM, J. M. SEINER, AND J. C. YU. *Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones*. Journal of sound and vibration **110**, 309–321 (1986). 7
- [30] C. K. W. TAM. *The shock-cell structures and screech tone frequencies of rectangular and non-axisymmetric jets*. Journal of Sound and Vibration **121**, 135–147 (1988). 7, 58, 104, 105, 120
- [31] A. KROTHAPALLI, Y. HSIA, D. BAGANOFF, AND K. KARAMCHETI. *The role of screech tones in mixing of an underexpanded rectangular jet*. Journal of Sound and Vibration **106**(1), 119–143 (1986). 8, 54
- [32] J. BERLAND. *Modélisation des erreurs numériques dans une simulation aux grandes échelles et étude de screech dans un jet rectangulaire supersonique*. Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon (2006). 8, 123
- [33] E. GUTMARK, K. C. SCHADOW, AND C. J. BICKER. *Near acoustic field and shock structure of rectangular supersonic jets*. AIAA Journal **28**(7), 1163–1170 (1990). 9, 54
- [34] G. RAMAN AND E. J. RICE. *Instability modes excited by natural screech tones in a supersonic rectangular jet*. AIAA Paper **AIAA-83-4021** (1993). 9, 102
- [35] J. BERLAND, C. BOGEY, AND C. BAILY. *Numerical study of screech generation in a planar supersonic jet*. Physics of fluids **19** (2007). 9, 102
- [36] C. K. W. TAM, H. SHEN, AND G. RAMAN. *Screech tones of supersonic jets from bevelled rectangular nozzles*. AIAA Journal **35** N°7, 1119–1125 (1997). 10, 105, 120
- [37] T. D. NORUM. *Screech suppression in supersonic jets*. AIAA Journal **21** N°2, 235–240 (1983). 11
- [38] J. M. SEINER, J. C. MANNING, AND M. K. PONTON. *Model and full scale study of twin supersonic plume resonance*. AIAA Paper 87-0244 (1987). 11
- [39] R. R. JONES AND G. R. LAZALIER. *The acoustic response of altitude test facility exhaust system to axisymmetric and two-dimensional turbine engine exhaust plumes*. AIAA Paper 92-02-131 (1992). 11

Références bibliographiques

- [40] J. R. STERRETT AND P. F. HOLLOWAY. *On the effect of transition on parameters within a separation at hypersonic speeds—with emphasis on heat transfer*. Symposium on fully separated flows, American society of mechanical Engineers pages 15–26 (1964). [12](#), [15](#)
- [41] L. S. COHEN, L. J. COULTER, AND J. E. EGAN. *Penetration and mixing of multiple gas jets subjected to a cross flow*. AIAA Journal **9** N°4 (1971). [15](#), [16](#)
- [42] R. C. ORTH, J. A. SCHETZ, AND F. S. BILLIG. *The interaction and penetration of gaseous jets in supersonic flow*. NASA CR-1386 (1969). [16](#)
- [43] P. J. STRYKOWSKI AND A. KROTHAPALLI. *The countercurrent mixing layer : strategies for shear-layer control*. AIAA paper 93-3260 (1993). [18](#)
- [44] E. COLLIN. *Etude de l'injection radiale de fluide dans une couche de mélange annulaire supersonique -Application à l'augmentation de mélange -*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France (2001). [25](#), [29](#)
- [45] C. TROPEA, A. L. YARIN, AND J. F. FOSS. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer (2007). [28](#)
- [46] M. R. LAMMARI. *Mesures par vélocimétrie laser Doppler dans une Couche de Mélange Turbulente Supersonique : Quelques Aspects du Processus de Mesure*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France (1996). [29](#)
- [47] F. KERHERVÉ. *Caractérisation statistique des sources aéroacoustiques en jets supersoniques par vélocimétrie laser à effet Doppler : application à la prédiction du bruit de jet*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France (2004). [29](#), [36](#)
- [48] N. E. MURRAY AND L. S. UKEILEY. *An application of gappy pod for subsonic cavity flow piv data*. Experiment in Fluids **42**, 79–91 (2007). [31](#)
- [49] F. KERHERVÉ, P. JORDAN, Y. GERVAIS, J.-C. VALIÈRE, AND BRAUD P. *Two-point laser doppler velocimetry measurements in a mach 1.2 cold supersonic jet for statistical aeroacoustic source model*. Exp. in Fluids **37**, 419–137 (2004). [34](#)
- [50] W. T. MAYO, M.T. SHAY, AND S. RITTER. *Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter ldv data*. Proc. Second Int. Workshop on Laser Velocimetry pages 16–26 (1974). [35](#)
- [51] M. GASTER AND J.B. ROBERTS. *Spectral analysis of randomly sampled signals*. J. Inst. Maths Applics **15**. [35](#)
- [52] H. R. E. VAN MAANEN AND TUMMERS M. J. *Estimation of the auto-correlation function of turbulent velocity fluctuations using the slotting technique with local normalization*. Proc. of the 8th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisboa, Portugal) **25**, 1–7 (1996). [35](#)

- [53] M. J. TUMMERS AND PASSCHIER D. M. *Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization*. Meas. Sci. Tech. **7**, 1541–1546 (1996). 36
- [54] H. R. E. VAN MAANEN AND OLDENZIEL. *Estimation of turbulence power spectra from randomly sampled data by curve-fit to the autocorrelation function applied to laser-doppler anemometry*. Meas. Sci. Tech. **9**, 458–457 (1998). 36
- [55] H NOBACH, E. MULLER, AND C. TROPEA. *Correlation estimator for two-channel non-conicidence laser-doppler anemometer*. Proc. 9th Int. Symp. on Applications of Laser Technology to Fluid Mechanics **32.1** (1998). 36
- [56] H NOBACH. *Local estimation for the slotted correlation function of randomly sampled lda data*. Exp. in Fluids **32**, 337–345 (2002). 36
- [57] BENEDICT L. H., H NOBACH, AND C. TROPEA. *Estimation of turbulent velocit spectra from laser doppler data*. Meas. Sci. Technology **11**, 1089–1104 (2000). 36
- [58] M. FARGE. *Wavelet transfooms and their applications to turbulence*. Annu. Rev. Fluid Mech. **24**, 395–457 (1992). 37, 38, 39
- [59] I. DEBAUCHIES. *Ten lectures on wavelets*. (1990). 37
- [60] C. TORRENCE AND P. COMPO. *A practical guide to wavelet analysis*. Bulletin of the AMS **79**, 61–78 (1998). 37, 41
- [61] L. C. NITA. *Analyse spectrale de signaux aléatoires à temps continus échantillonnés non uniformément*. Thèse de Doctorat, Université de Paris (2000). 38, 39, 40, 42
- [62] C. FORD AND D. ETTER. *Wavelet basis reconstruction of non uniformly sampled data*. IEEE transactions on circuits and sytems II : analog and digital signal processing **45**, 1165–1168 (1998). 38
- [63] O. KALEVA, H. IHALAINENE, AND SAARENINNE P. *A wavelet based method fo the estimation of the power spectrum from irregularly sampled data*. Proc. of the 10th int. Symp. of laser techniques to Fluid Mechanics (2000). 38, 42
- [64] H NOBACH, E. MULLER, AND C. TROPEA. *Efficient estimation of power spectral density from laser doppler anemometer*. Exp. in Fluids **24**, 499–509 (1998). 40, 41, 45
- [65] R. SCHMUCKER. *Status of flow separation prediction in liquid propellant rocket nozzles*. MASA TMX X-64890 (1973). 85
- [66] N. MAAROUF. *Modelisation des phénomènes dissymétriques dans le divergent des truyères supersoniques propulsives : application à la vectorisation de la poussée*. Thèse de Doctorat, Université d’Orléans , France (2006). 88
- [67] W. B. COLLIS, P. R. WHITE, AND J. K. HAMMOND. *High order spectra : the bispectrum and trispectrum*. Mechanical Systems and Signal Processing **12**, 375–394 (1998). 98

Références bibliographiques

- [68] J. L. LUMLEY. *The structure of inhomogeneous turbulent flows*. *Atm. Turb. and Radio Wave Prop.* pages 166–178 (1967). [106](#)
- [69] L. SIROVICH. *Turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1 : coherent structures*. *Quarterly of applied mathematics* **XLV** (1987). [106](#)
- [70] J. DELVILLE. *La décomposition orthogonale aux valeurs propres et l'analyse de l'organisation tridimensionnelle des écoulement turbulents cisailés libres*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers , France (1995). [106](#), [127](#)
- [71] M. RAJAEI, S. K. F. KARLSSON, AND L. SIROVICH. *Low-dimensional description of free-shear-flow coherent structures and their dynamical behaviour*. *Journal of Fluid Mechanics* **258**, 1–29 (1994). [112](#), [113](#)
- [72] L. PERRET, E. COLLIN, AND J. DELVILLE. *Polynomial identification of pod based low-order dynamical system*. *Journal of turbulence* **7** (2006). [115](#)
- [73] H. C. H. TOWNEND. *A method of airflow cinematography capable of quantitative analysis*. *J Aero Sci* **3**, 343–52 (1936). [120](#)
- [74] D. PAPAMOSCHOU. *A two-spark schlieren system for very-high velocity measurement*. *Exp. in Fluids* **7**, 354–355 (1989). [120](#)
- [75] D. R. JONASSEN, G. S. SETTLES, AND M. D. TRONOSKY. *Schlieren piv for turbulent flows*. *Optics and Lasers in Engineering* **44**, 190–207 (2006). [120](#)
- [76] M. J. HARGATHER AND G. LAWSON, M. J. AND SETTLES. *Focusing-schlieren piv measurement of a supersonic turbulent boundary layer*. *AIAA paper 2009-69* (2009). [120](#), [122](#)
- [77] C. TENAUD, L. CORDIER, J. DELVILLE, M. STANISLAS, FOUCAUT J.M., Y. FRAIGNEAU, J.P. LAVAL, F. LUSSEYRAN, L. MATHELIN, L. PASTUR, B. PODVIN, M. ABBAD, F. ABÉGUILLÉ, B. ABOU-EL-MADJ, M. GIRAULT, J. JOUANGUY, E. LAMBALLAIS, G. LEHNASCH, L. LORANG-VO DINH, AND L. PERRET. *Conditions aux limites instationnaires pour les équations de Navier-Stokes. Rapport final de synthèse, Projet ANR Non-mathématique CALINS*. [121](#), [131](#)
- [78] M. B. ALKSILAR. *Flow field measurement in a screeching rectangular jet*. Thèse de Doctorat, Florida state university (2001). [122](#), [123](#)
- [79] L. PERRET. *Etude du couplage instationnaire calculs-expérience en écoulement turbulents*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers , France (2004). [127](#)
- [80] A. KOVAR AND E. SCHÜLEIN. *Comparison of experimental and numerical investigation on a jet in supersonic cross-flow*. *The aeronautical Journal* pages 353–360 (2006). [181](#)
- [81] W. T. MAYO. *Spectrum measurements with laser velocimeters*. *Proc. of the Dyn. Flow Conf. Skovlunda (Denmark)* pages 851–867 (1978).

- [82] H NOBACH, E. MULLER, AND C. TROPEA. *Refined reconstruction techniques for lda data analysis*. Proc. 8th Int. Symp. on Applications of Laser Technology to Fluid Mechanics (1998).
- [83] K. A. DEERE. *Summary of fluidic thrust vectoring research conducted at nasa langley research center*. AIAA paper 2003-3803 (2003).
- [84] E. E. ZUKOSKI AND F. W. SPAID. *Secondary injection of gases into a supersonic flow*. AIAA Journal **4**, 1689–1696 (1964).
- [85] E. GUTMARK, H. L. BOWMAN, AND K. C. SHADOW. *Flow and acoustic features of a supersonic tapered nozzle*. Exp. in Fluids **13**, 49–55 (1992).
- [86] S. H. WALKER, S. V. GORDEYEV, AND F. S. THOMAS. *A wavelet transform analysis applied to unsteady aspects of supersonic jet screech*. Exp. in Fluids **22**, 229–238 (1997).
- [87] N. AUBRY, P. HOLMES, AND E. STONE. *The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer*. Journal of fluid Mechanics **192**, 115–173 (1988).
- [88] D. REMPFER. *Investigations of boundary layer transition via galerkin projections on empirical eigenfunctions*. Physics of Fluids **8**, 175–188 (1996).
- [89] L. UKEILEY, L. CORDIER, R. MANCEAU, J. DELVILLE, M. CLAUSER, AND BONNET J.-P. *Examination of large scale structures in a turbulent plane mixing layer : Part 2. dynamical systems model*. Journal of Fluids Mechanics **441**, 67–108 (2001).
- [90] B. NOACK AND H. ECKELMANN. *A low dimensionnal galerkin projection method for three-dimensional flow around a circular cylinder*. Physics of Fluids **6**, 124–143 (1994).
- [91] S. G. GOEBEL AND J. C. DUTTON. *Experimental study of compressible mixing layers*. AIAA Journal **29** (1991).
- [92] S. BARRE. *Action de la compressibilité sur la structure des couches de mélanges turbulentes supersoniques*. Thèse de Doctorat, ENSAE/Marseille (1993).

La vectorisation de poussée par actionneurs fluidiques permet d'accroître la manœuvrabilité des appareils tout en minimisant l'impact sur la masse de l'engin. La petite dimension de la section d'éjection d'une tuyère rectangulaire a été modifiée et équipée d'un actionneur pneumatique, dans l'objectif d'étudier la vectorisation en lacet du jet. Les performances en vectorisation du jet sont investiguées par l'intermédiaire de mesures par vélocimétrie par images de particules (PIV); les résultats d'une modélisation numérique RANS, associés aux visualisations expérimentales, permettent d'établir un scénario des mécanismes responsables de la mise en mouvement de l'écoulement. Une discussion quant aux limitations du dispositif peut alors être apportée. Les résultats d'une campagne de mesure par vélocimétrie laser Doppler dans le sillage de l'actionneur permettent de quantifier l'impact de la vectorisation sur la couche de mélange. Il s'avère de plus, que les modifications apportées à la buse génèrent un réseau de chocs particulier qui, associé à l'acoustique se propageant dans la partie subsonique de l'écoulement, impose au jet un battement transversal bidimensionnel très important. La dynamique de ce battement est étudiée par l'intermédiaire d'une analyse par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) appliquée à des visualisations strioscopiques. On démontre alors le couplage entre le battement du jet et les ondes acoustiques non linéaires dans la région subsonique. Cette dynamique se révèle très robuste, puisqu'encore présente en régime vectorisé.

Mots clés : Vectorisation de poussée, Résonance aéroacoustique, Screech, Analyse par décomposition orthogonale aux valeurs propres, Systèmes dynamiques d'ordre réduit, Vélocimétrie laser, Analyse en ondelettes.

STUDY OF A RECTANGULAR SUPERSONIC JET AT MACH NUMBER 1.45 VECTORED BY FLUIDIC ACTUATION

Thrust vectoring by fluidic actuators enhances aircraft motion abilities while minimizing the impact on its weight. The small size of the exhaust section of a rectangular nozzle was modified and equipped with a pneumatic actuator, with the aim of studying the yaw vectoring of the jet. The vectoring performances of the jet are investigated by particle image velocimetry (PIV) measurements; results from a RANS computation, combined with experimental visualizations, are used in order to establish a scenario of the mechanisms responsible of the movement of the flow. A discussion on the limitations of the device is given. Results of a laser Doppler velocimetry measurement campaign in the wake of the actuator, permits to quantify the impact of vectoring on the mixing layer development. Moreover, it is shown that the nozzle modifications generate a specific shock waves pattern that, associated with the acoustic propagating in the subsonic flow, is responsible for a two-dimensional transverse flapping motion of the jet. The dynamics of this flapping is studied through a proper orthogonal decomposition analysis applied to Schlieren visualizations, and PIV measurements. Such post-processing put forward the coupling between the flapping of the jet and non linear acoustic waves in the subsonic region of the flow. This coupling is so robust that it still governs the flow when the jet is vectored.

Keywords : Thrust vectoring, acoustic resonance, Screech tone, Proper orthogonal decomposition, Low order dynamical systems, Laser velocimetry, Wavelet analysis.