



HAL
open science

Investigations expérimentales de la dynamique tourbillonnaire générée et du champ acoustique rayonné par un jet plan impactant une plaque fendue chauffée

Tarek Mrach

► **To cite this version:**

Tarek Mrach. Investigations expérimentales de la dynamique tourbillonnaire générée et du champ acoustique rayonné par un jet plan impactant une plaque fendue chauffée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de La Rochelle, 2021. Français. NNT : 2021LAROS018 . tel-03663963

HAL Id: tel-03663963

<https://theses.hal.science/tel-03663963>

Submitted on 10 May 2022

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.



UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

ÉCOLE DOCTORALE Euclide

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement

THÈSE

Présentée par :

Tarek MRACH

Soutenue le 27 Septembre 2021

Pour l'obtention du grade de Docteur de l'Université de La Rochelle

Discipline : Mécanique des Fluides, Énergétique et thermique

**Investigations expérimentales de la dynamique tourbillonnaire
générée et du champ acoustique rayonné par un jet plan
impactant une plaque fendue chauffée**

JURY :

M. Abderrahim BOUDENNE	Professeur, Université Paris Est Créteil	Rapporteur
M. Vincent VALEAU	Professeur, Université de Poitiers	Rapporteur
Mme Amani RAAD	Maître de conférences, Université Libanais	Invitée
M. Sébastien CAUET	Maître de conférences HDR, Université de Poitiers	Examineur
M. Laurent RAMBAULT	Maître de conférences HDR, Université de Poitiers	Examineur
M. Erik ETIEN	Maître de conférences HDR, Université de Poitiers	Invité
M. Anas SAKOUT	Professeur, La Rochelle Université	Directeur de thèse
M. Kamel ABED-MEARÏM	Maître de conférences HDR, La Rochelle Université	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Il me sera très difficile de remercier tout le monde car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

Cette thèse a été réalisée au sein du laboratoire LaSIE, sous la direction de M. Anas SAKOUT et M. Kamel ABED-MERAÏM et a été financée par la région à travers les fonds FEDER que je tiens à remercier pour leur support financier.

Je voudrais tout d'abord remercier grandement mon directeur de thèse, M. Anas SAKOUT, et mon encadrant, M. Kamel ABED-MERAÏM pour toute leur aide. Je suis ravi d'avoir travaillé en leur compagnie car outre leurs appuis scientifiques, ils ont toujours été là pour me soutenir et me conseiller au cours de l'élaboration de cette thèse.

Je veux bien remercier M. Karim AÏT-MOKHTAR, le directeur de l'école doctorale de l'université de La Rochelle, ainsi que Monsieur Xavier FEAUGAS, directeur du LaSIE, qui m'ont accompagné pendant toute la période de ma thèse.

J'adresse tous mes remerciements à M. Abderrahim BOUDENNE, Professeur à l'université Paris Est Créteil, ainsi qu'à M. Vincent VALEAU, Professeur à l'université de Poitiers, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse.

Je tiens à remercier M. Sébastien CAUET, M. Laurent RAMBAULT, M. Erik ETIEN, Mme Amani RAAD pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse et pour leur participation scientifique ainsi que le temps qu'ils ont consacré à ma recherche.

Je remercie également Dr. Hassan Assoum, Dr. Louay ELSOUFI qui sont pour moi des pères spirituels. C'est notamment grâce à eux que je suis en France.

Je remercie M. Moustafa OUWED, Mme Iman YOUSSEF, Mme Aida IBRAHIM, M. Khaled OUWAYED, mes maîtres à l'école primaire et Mme Darine RADWAN, ma professeure au lycée, qui sont toujours à mes côtés et me suivent jusqu'à maintenant.

Je tiens à remercier mes collègues Dr. Ahmad, Dr. Jana, Dr. Rayan, Dr. Zeinab, Dr. Ali, Dr. Amal, Ing Zahi, Ing. Ibrahim, Ing. Zyad, et Ing. Mazen.

Il m'est impossible d'oublier mon meilleur ami, Dr. Ibrahim, que je remercie du fond de mon cœur pour toujours avoir été disponible pour m'écouter depuis 11 ans, ainsi que mes amis, Ing. Moeti, Arch. Khaled et Ing. Dadah que je remercie d'être avec moi depuis plus de 12 ans.

Et un GRAND merci à Brozo (Dr. Marwan), la personne qui est toute ma famille en France. Je ne trouve pas de mots suffisants pour lui dire merci, lui qui depuis 9 ans a rendu mon chemin plus facile.

Ma mère, mon père, mes frères, mes sœurs. Je n'arrive pas à décrire à quel point je suis fier d'être un membre de cette magnifique famille. Je vous remercie tous et toutes.

Mes derniers remerciements vont à M. Anas SAKOUT et M. Kamel ABED-MERAÏM qui ont tout fait pour m'aider, qui ont éclairé mon chemin durant toute la période de ma thèse, qui m'ont soutenu et surtout supporté dans tout ce que j'ai entrepris.

Investigations expérimentales de la dynamique tourbillonnaire générée et du champ acoustique rayonné par un jet plan impactant une plaque fendue chauffée

Résumé

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse concernent les interactions qui existent entre la dynamique tourbillonnaire, générée par un jet isotherme impactant une plaque fendue chauffée, et les champs acoustiques rayonnés par cet écoulement. En effet, nous retrouvons les jets heurtant une grille ou une plaque fendue dans les dispositifs terminaux qui équipent les systèmes de traitement et de renouvellement d'air dans les enceintes habitables. Ils ont été intégrés pour améliorer le mélange et éviter les sensations de courants d'air. Mais dans certaines configurations de soufflage et de confinement ces jets impactants deviennent sources de nuisances sonores, avec l'installation de boucles de sons auto-entretenus qu'ils génèrent. Ces sons auto-entretenus se produisent lorsque l'écoulement interagit avec un obstacle muni de fentes placé sur sa trajectoire. Ainsi, une onde acoustique est générée dans la zone où les structures tourbillonnaires du jet heurtent la plaque fendue, se propage vers l'amont et produit une modulation de la couche de cisaillement près de la sortie du jet et une amplification des instabilités. Cette boucle de rétroaction optimise le transfert d'énergie du champ aérodynamique vers le champ acoustique et crée une source de bruit aéro-acoustique qui peut atteindre des niveaux sonores élevés. Pour mener cette étude, nous nous sommes basés sur un dispositif expérimental capable de simuler les différentes configurations d'écoulements prospectées. Nous avons également utilisé une métrologie spécifique capable de contrôler et de synchroniser le chauffage de la plaque, les mesures acoustiques, et les acquisitions d'images de particules, pour accéder aux champs cinématiques instantanés par une technique de

vélocimétrie de plein champ résolue en temps et dans l'espace. Ainsi, des cartes des niveaux acoustiques et des fréquences les plus énergétiques en fonction du rapport d'impact et du nombre de Reynolds ont été établies. L'analyse de ces courbes fait apparaître des configurations où le bruit généré a un spectre de raies, de fortes intensités, témoignant d'un écoulement organisé. Pour ces configurations, un examen de l'influence de la température de la plaque, heurtée par le jet, sur les grandeurs cinématiques, dynamiques et acoustiques de l'écoulement a été réalisé. Et des tendances marquées ont été relevées.

Abstract

The work carried out within the framework of this thesis concerns the interactions which exist between the vortex dynamics, generated by an isothermal jet impinging on a heated slotted plate, and the acoustic fields radiated by this flow. In fact, impinging jets on slotted plates or meshes are found the terminal parts of ventilation and air treatment systems found in the residential enclosures. They are incorporated to improve mixing and avoid the feeling of air discomfort. But in certain blowing and confinement configurations, these impinging jets become sources of noise pollution, with the installation of self-sustaining sound loops that they generate. These self-sustaining sounds occur when the flow interacts with an obstacle with slots placed in its path. Thus, an acoustic wave is generated in the area where the vortex structures of the jet hit the slotted plate, propagate upstream and produce a modulation of the shear layer near the exit of the jet and an amplification of the instabilities. This feedback loop optimizes the energy transfer from the aerodynamic field to the acoustic field and creates an aero acoustic noise source that can cause high sound levels. To carry out this study, we relied on an experimental device capable of simulating the different flow configurations to be analyzed. We also used a specific metrology capable of controlling and synchronizing the heating of the plate, the acoustic measurements, and the particle image acquisitions, to access the instantaneous kinematic fields by a full-field velocimetry technique resolved in time and in space. Thus, maps of the most energetic sound levels and frequencies as a function of impact ratio and Reynolds number were established. Analysis of these curves reveals configurations where the noise generated has a spectrum of lines, of high intensities, testifying the existence of an organized flow. For these configurations, an examination of the influence of the temperature of the plate, struck by the jet, on the kinematic, dynamic and acoustic quantities of the flow was carried out. And marked trends were noted.

Table des matières

Remerciements	ii
Résumé	iv
Abstract	v
Liste des illustrations	xi
Introduction générale	1
Chapitre I : Synthèse bibliographique	4
I.1 Introduction	5
I.2 Caractéristiques des jets libres plans	5
I.2.1. Région du cône potentiel.....	6
I.2.2. Région de désintégration caractéristique (zone de transition).....	6
I.2.3. Zone développée ou de profils homothétiques	7
I.2.4. Région terminale.....	7
I.3 Jet impactant une surface rigide	8
I.3.1 Jet isotherme impactant une surface plane et rigide	9
I.3.1.1. La région du jet libre	9
I.3.1.2. La région de stagnation.....	10
I.3.1.3. La région de la paroi.....	11
I.3.2 Jet isotherme impactant une surface plane rigide et fendue.....	11
I.3.3 Jet isotherme impactant une surface rigide plane et chaude	12
I.4 Excitation acoustique des jets impactants	18
I.5 Les Jets synthétiques	20
I.6 Caractérisation des structures tourbillonnaires	22
I.6.1 Critère de vortacité maximale.....	22
I.6.2 Critère Q	23
I.6.3 Critère λ_2	24
I.6.4 Critère Γ_2	24
I.7 Acoustique des écoulements	25
I.7.1 Bruit d'écoulement	26
I.7.2 Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus	27
I.7.3 Les bruits de fente.....	30
Chapitre II : Dispositif expérimental	35

Table des matières	35
II.1 Introduction	36
II.2 Plateforme expérimentale.....	36
II.2.1 Présentation du dispositif expérimental	36
II.2.2 Pilotages des expérimentations et acquisitions des mesures.....	41
II.3 Métrologie relative aux champs cinématiques.....	41
II.3.1 Mesures par vélocimétrie Laser	42
II.3.2 Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV)	42
II.3.3 La Calibration.....	43
II.3.4 Reconstruction basée sur la calibration 3-d	45
II.3.5 Mise en œuvre	45
II.3.5.1 L’ensemencement	46
II.3.5.2 L’éclairage	47
II.3.5.3 Enregistrements.....	47
II.3.6 Post-traitement et Calcul des champs cinématiques instantanés.....	48
II.4 Acquisitions des champs acoustiques.....	50
II.5 Mesures thermiques.....	51
II.5.1 Les caméras infrarouges	51
II.5.1.1 Technologie des microbolomètres non refroidis.....	52
II.5.1.2 Caractéristiques de la caméra thermique utilisée.....	52
II.5.2 Les Bandes chauffantes	53
II.5.3 Les Thermocouples.....	53
II.5.4 Chauffage et contrôle de la température de la plaque	54
II.6 Le Convergent.....	56
II.6.1 L’ancien convergent	57
II.6.2 Nouveau convergent	59
Chapitre III : Analyse des champs Acoustiques rayonnés par le jet impactant et examen des évolutions thermo-acoustiques.....	60
III.1 Introduction.....	61
III.2 Paramètres d’influence et procédure d’analyse.....	61
III.2.1 Nombre de Reynolds de référence	61
III.2.2 Acquisition et traitement des fluctuations de pressions acoustiques.....	62
III.2.3 Calcul des niveaux acoustiques.....	63
III.2.4 Analyse des fréquences présentes dans le signal acoustique	64

III.2.5 Analyse du bruit blanc au sein du signal acoustique	66
III.3 Évolution du signal acoustique en fonction du nombre de Reynolds	67
III.4 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue à température ambiante et pour $Re = 3723$	72
III. 4. 1 Suivi temporel des fréquences	72
III. 4. 2 Spectres fréquentiels.....	73
III.5 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue chauffée pour $Re = 3723$.....	73
III.5.1. Gestion de la procédure de chauffage de la plaque fendue	74
III.5.2. Niveaux acoustiques rayonnés en fonction de la température	74
III.5.3. Suivi fréquentiel en fonction de la température de la plaque	76
III.5.4. Spectres fréquentiels en fonction de la température de la plaque	77
III.5.5. Évolution des amplitudes fréquentielles en fonction de la température de la plaque chauffée	79
III.6 Conclusion	81
Chapitre IV : Caractérisation de l'écoulement et analyse de la dynamique tourbillonnaire du jet impactant la plaque fendue.....	83
IV.1. Introduction.....	85
IV. 2. Mise en œuvre de la campagne de mesure.....	86
IV.2.1. Caractéristiques et particularités de la technique de mesure	86
IV.2.2. Système de référence.....	87
IV.2.3. Chaîne de traitement.....	87
IV.2.4. Convergence statistique des moyennes cinématiques	89
IV. 3. Évolution des vitesses sur l'axe du jet.....	95
IV. 4. Évolution des profils transversaux de vitesses.....	97
IV.4.1. Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales.....	97
IV.4.2. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales.....	98
IV.4.3. Profils transversaux des vitesses moyennes transversales	99
IV.4.4. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales	100
IV.5. Évolution des taux de turbulence.....	100
IV.6. Évolution de l'écoulement pariétal	101
IV.7. Dynamique tourbillonnaire.....	102
IV.7.1. La Vorticité.....	103

IV.7.2. Le Critère Q	104
IV.7.3. Le Critère λ_2	104
IV.7.4. La Vitesse transversale	105
IV.7.5. Les trajectoires des structures tourbillonnaires.....	106
IV.7.6. Dimensions des tourbillons	107
IV.8. Corrélations Aéro-acoustiques.....	109
IV.8.1. Détection du passage des tourbillons	109
IV.8.2. Fréquences de passages tourbillonnaires.....	111
IV.8.3. Fréquences acoustiques générées par cet écoulement.....	112
IV.8.4. Suivi des impacts et déviations des structures tourbillonnaires.....	113
IV.9. Conclusion	115
Chapitre V : Effet de la température de la plaque heurtée par le jet sur la cinématique de l'écoulement, la dynamique tourbillonnaire générée et les corrélations aéro-acoustiques.....	116
V.1. Introduction	118
V.2. Mise en œuvre des enregistrements aéro-acoustiques	118
V.3. Influence de la température de la plaque sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement.....	119
V. 3.1. Évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées	119
V. 3.2. Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées	120
V.3.3 Évolution des profils des vitesses moyennes longitudinales en fonction de la température de la plaque	121
V.3.4 Évolution des profils des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales en fonction de la température de la plaque	123
V.3.5 Évolution des profils des vitesses moyennes transversales en fonction de la température de la plaque	125
V.3.6 Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales en fonction de la température de la plaque	125
V.3.7. Évolution des taux de turbulence en fonction de la température de la plaque impactée par le jet.....	127
V.3.8. Évolution de l'écoulement pariétal en fonction de la température de la plaque heurtée par le jet.....	128
V.4. Influence de la température de la plaque sur la dynamique tourbillonnaire	129
V.4.1. Examen de l'influence de la température en utilisant la vorticité	130
V.4.2. Analyse de l'effet de la température avec les critères Q et λ_2	131

V.4.3. Influence de la température de la plaque sur les trajectoires des structures tourbillonnaires	132
V.4.4. Effet de la température de la plaque impactée par le jet sur les dimensions des tourbillons.....	134
V.4.5. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le déphasage entre les tourbillons.....	136
V.4.6. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur la fréquence de détachement et de passage des structures tourbillonnaires	137
V.4.7. Visualisation de la dynamique tourbillonnaire pour différentes températures de la plaque impactée par le jet.....	140
V.5. Analyse de l'influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le champ acoustique rayonné.....	144
V.5.1. Évolution du niveau acoustique en fonction de la température de la plaque impactée	144
V.5.2. Évolution des fréquences en fonction de la température de la plaque impactée.....	144
V.6. Corrélations aéro-acoustiques	145
V.7. Conclusion	146
Conclusion Générale.....	147
References	149

Liste des illustrations

Figure I.1 : Les quatre régions d'un jet libre selon [1]	6
Figure I.2 : (a) : Jet non confiné heurtant une surface rigide (b) : Jet confiné heurtant une surface rigide (Vejrazka [12]).....	8
Figure I.3 : Différentes zones du jet impactent une surface rigide [9].....	9
Figure I.4 : Décroissance de la vitesse axiale. Positionnement du jet qui heurte une plaque fendue par rapport au jet libre et au jet qui heurte une plaque pleine pour une distance d'impact $L/H = 4$ et $Re=8590$ [9].	12
Figure I.5 : Configurations et dimensions des corrugations sur les plaques [49]	16
Figure I.6 : Validation des modèles de turbulence appliqués aux jets en impact [49].....	17
Figure I.7 : Distribution radiale du nombre moyen de Nusselt normalisé par le nombre de Reynolds [52].....	18
Figure I.8 : Illustration graphique du résultat de l'application de différents critères : Vorticité, λ_2 , Q , Γ_2 [78].	25
Figure I.9 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus (Blake et Powell [80]).....	26
Figure I.10 : Bruit de tourbillons ou "vortex sound" [9].....	27
Figure I.11 : Boucle de rétroaction (Vejrazka [12]).....	28
Figure I.12 : Spectre d'un signal acoustique de son auto-entretenu de fréquence la plus énergétique $f_0=200$ Hz [83].	28
Figure I.13 : Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5$ mm, $U_0 =7,7$ m/s ; (Matta [95]).....	31
Figure II.14 : Efficacité de la réduction sonore d'après A. Coiret : diaphragmes standards (trait plein) et diaphragmes à fentes totales (traits pointillés) pour $L/D_0=0,33$ [96].	31
Figure II.15 : Niveaux de pression acoustique (dB) en fonction de L/H et Re ; 1 : bruit de type large bande ; 2 : rétroaction directe ; 3 : transition ; 4 : rétroaction indirecte [97].	32
Figure II.16 : Position des sondes pour la mesure de vitesse de convection des tourbillons (dimensions en mm) [79].....	32
Figure II.17 : Amplitudes normalisées par leurs valeurs maximales du signal acoustique et de l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle par unité de surface pour $L/H=4$ et $Re=5435$ [9].	33
Figure II.18 : Champ de la vitesse transversale pour les 22 plans considérés [98].....	33
Figure II.19 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re=6700$, un rapport d'impact $L/H=4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre [83].	34

Figure II.1 : Espace situé à l'extérieur du bâtiment (compresseur, extracteur, climatiseur, ...)	36
Figure II.2 : Salle expérimentale et de métrologies (visualisation des écoulements, acquisitions cinématiques et acoustiques, ...)	37
Figure II.3 : Salle de commandes et de pilotage	37
Figure II.4 : Vue éclatée du dispositif expérimental et de ses composants	38
Figure II.5 : Hacheur de fréquences	39
Figure II.6 : Salle expérimentale isolée et équipée de métrologies spécifiques	40
Figure II.7 : Système d'axe utilisé et rapport d'impact	40
Figure II.8 : Centrale d'acquisition dynamique	41
Figure II.9 : Système SPIV angulaire avec arrangement de Scheimpflug	43
Figure II.10 : 3-D mire de calibration	44
Figure II.11 : Principe de vélocimétrie par imagerie de particules (reconstruction stéréoscopique (SPIV))	45
Figure II.12 : Générateur de particules d'huile d'olive	46
Figure II.13 : a) Tête du laser à deux cavités: LDY-304-PIV, b) bras laser, c) générateur de plan	47
Figure II.14 : Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les ouvertures des caméras	48
Figure II.15 : Caméra Phantom V711 et leurs Scheimpflugs	48
Figure II.16 : Évaluation des mesures PIV par calcul d'inter-corrélations, et détermination dt à partir de Davis	49
Figure II.17 : Le microphone	50
Figure II.18 : Le spectre électromagnétique.	51
Figure II.19 : La caméra thermique Gobi-640-GigE	52
Figure II.20 : Les bandes chauffantes collées sur la plaque fendue	53
Figure II.21 : Un thermocouple de type K et les courbes d'étalonnage de nos thermocouples	54
Figure II.22 : Alimentation AC/DC (1U models Asterion series)	55
Figure II.23 : Centrale d'acquisition et carte de génération de signal	55
Figure II.24 : Une capture de l'écran du logiciel Xeneth	56
Figure II.25 : La partie supérieure de la plaque chaude	56
Figure II.26 : Une partie du dispositif expérimental qui montre la position de la caméra infrarouge	57
Figure II.27 : Un ancien convergent	58
Figure II.28 : Différentes vue de l'ancien convergent	58

Figure II.29 : Forme de l'ancien convergent	58
Figure II.30 : Une maquette du nouveau convergent	59
Figure II.31 : Un nouveau convergent.....	59
Figures III.1 : Fluctuations des pressions acoustiques pour $L/H = 4$ et $Re = 3600$	62
Figures III.2 : Fluctuations des pressions acoustiques pour $L/H = 4$ et $Re = 6200$	63
Figure III.3 : Évolution des niveaux de pressions acoustiques en fonction du nombre de Reynolds	64
Figure III.4 : Spectre des fréquences présente dans le champ acoustique rayonné pour un nombre de Reynolds de 3600.....	65
Figure III.5 : Spectre des fréquences présente dans le champ acoustique rayonné pour un nombre de Reynolds de 6200.....	65
Figure III.6 : Évolution des fréquences les plus énergétiques en fonction du nombre de Reynolds	66
Figure III.7 : Spectre du signal mesuré à vide dans la salle expérimentale	67
Figure III.8 : Niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$).....	68
Figure III.9 : Fréquence du son émise en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$)	69
Figure III.10 : Fréquences les plus énergétiques et niveaux acoustiques des sons émis en fonction du nombre de Reynolds ($L/H = 4$).....	69
Figure III.11 : Spectres des fréquences acoustique pour $Re = 3723$ et $Re = 3890$ ($L/H=4$)	70
Figure III.12 : Spectres des signaux acoustiques de fréquence à $Re = 4000$ et à $Re = 4100$ ($L/H = 4$) et son emplacement sur la courbe de l'évolution des fréquences en fonction de nombre de Reynolds	71
Figure III.13 : Les fréquences les plus énergétiques sur une minute d'enregistrement du champ acoustique sans échauffement de la plaque impactée par le jet pour $Re = 3723$	72
Figure III.14 : Spectre de fréquences acoustiques sans échauffement pour $Re = 3723$ au point (A).....	73
Figure III.15 : Niveaux acoustiques du jet (instantané (bleue) et moyenné (noire) et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$	74
Figure III.16 : Niveaux acoustiques du jet moyenné et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$	75
Figure III.17 : Évolution des fréquences les plus énergétiques en fonction de la température de la plaque fendue et du temps lors du chauffage puis du refroidissement pour $Re = 3723$	76
Figure III.18 : Les fréquences les plus énergétiques en fonction du temps et les niveaux acoustiques du jet moyenné et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$	77
Figure III.19 : Spectres du champ acoustique pendant l'échauffement pour $Re = 3723$	78
Figure III.20 : Spectres du champ acoustique au régime permanent pour $Re = 3723$	78

Figure III.21 : Évolution des rapports d'amplitudes des fréquences : (a) fréquence fondamentale ; (b) sous harmonique ; (c) première harmonique en fonction des niveaux acoustiques du jet moyenné et de la température de la plaque au cours du temps pour $Re = 3723$	81
Figure IV.1 : Le dispositif expérimental.....	86
Figure IV.2 : Système de référence, (a) Vue du coté, (b) Vue de la face.....	87
Figure IV.3 : Champs particuliers instantanés a. brut ; b. moyen ; c. filtré	88
Figure IV.4 : Le champ de vecteurs vitesses	89
Figure IV.5 : Les positions des points sur le champ de vecteurs V_y avec leurs coordonnées..	90
Figure IV.6 : Convergence statistique des vitesses moyennes longitudinales aux points P1,P2, P3, P4, P5.....	91
Figure IV.7 : Convergence statistique des vitesses moyennes transversales aux points P1,P2, P3, P4, P5.....	92
Figure IV.8 : Convergence statistique des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales aux points P1,P2, P3, P4, P5	93
Figure IV.9 : Convergence statistique des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales aux points P1,P2, P3, P4, P5	95
Figure IV.10 : Décroissance de la vitesse longitudinale moyenne axiale pour un jet non confiné et par un rapport d'impact $L/H = 4$ à $Re = 3890$ (normalisée par V_0 et non normalisée en m/s).	95
Figure IV.11 : moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes sur l'axe du jet	96
Figure IV.12 : Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	97
Figure IV.13 : Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	99
Figure IV.14 : Profils transversaux des vitesses moyennes transversales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	99
Figure IV.15 : Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	100
Figure IV.16 : Profils des Taux de turbulences normalisés pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	101
Figure IV.17 : Profils de vitesses au sein de l'écoulement pariétal pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	102
Figure IV.18 : Exemple d'application du critère de Vorticité sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	103
Figure IV.19 : Exemple d'application du critère Q sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	104
Figure IV.20 : Exemple d'application du critère λ_2 sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	105

Figure IV.21 : Exemple d'application de la technique de la vitesse transversale sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	106
Figure IV.22 : Les trajectoires des structures tourbillonnaires à $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	107
Figure IV.23 : Tourbillon dans son repère relatif.	107
Figure IV.24 : Le diamètre du tourbillon en utilisant la composante transversale de la vitesse relative V .	108
Figure IV.25 : Détermination du rayon des tourbillons en utilisant la circulation	109
Figure IV.26 : Positions et coordonnées des points de repérage des tourbillons	110
Figure IV.27 : Évolution temporelle de la vitesse transversale aux points choisis	111
Figure IV.28 : Spectres des fréquences de passages tourbillonnaires par les points choisis	112
Figure IV.29 : Spectre des fréquences acoustiques rayonnées par le jet impactant pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	113
Figure IV.30 : Suivi des déviations et des aspirations des structures tourbillonnaires pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	114
Figure V.1 : Les moments de SPIV, pendant l'échauffement de la plaque	119
Figure V.2 : Décroissance de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet pour un rapport d'impact $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.	120
Figure V.3 : Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	121
Figure V.4 : Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales à plusieurs positions suivant l'axe du jet à $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.	122
Figure V.5 : Évolution des profils transversaux des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales en différentes positions pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	124
Figure V.6 : Profils transversaux des vitesses moyennes transversales à plusieurs positions pour $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.	125
Figure V.7 : Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	126
Figure V.8 : Évolution des profils transversaux des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales en différentes positions pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$.	127
Figure V.9 : évolution des taux de turbulence à plusieurs positions pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$ à 3 températures différentes	128
Figure V.10 : Profils de vitesses transversales à plusieurs positions pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$ à 3 températures différentes	129
Figure V.11 : Champs de vorticité pour $L/H = 4$, $Re = 3890$ et aux 3 températures expérimentées.	131

Figure V.12 : Champs de structures tourbillonnaires d'après les critères Q et λ_2 pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	132
Figure V.13 : Trajectoires des structures tourbillonnaires en utilisant le critère λ_2 pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	133
Figure V.14 : Trajectoires des centres des tourbillons à partir d'un suivi image par image pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$	134
Figure V.15 : Détermination du diamètre des tourbillons en utilisant la composante transversale de la vitesse relative V	135
Figure V.16 : Détermination du rayon des tourbillons en utilisant la circulation.....	136
Figure V.17 : Évolutions temporelles des vitesses transversales aux points P2 et P2' pour les 3 températures expérimentées.....	137
Figure V.18 : Points choisis pour analyser les évolutions temporelles des vitesses transversales afin de déterminer les fréquences de passage des tourbillons.....	138
Figure V.19 : Évolutions temporelles des vitesses transversales aux points de passage des tourbillons.....	139
Figure V.20 : Spectres des fréquences de passages des tourbillons pour 3 températures de la plaque impactée par le jet.....	140
Figure V.21 : Suivi des structures tourbillons, image par image, à température ambiante de la plaque impactée par le jet.....	141
Figure V.22 : Suivi des structures tourbillons, image par image pour une température de plaque à 65 °C	142
Figure V.23 : Suivi des structures tourbillons, image par image pour une température de plaque à 90 °C	143
Figure V.24 : Niveaux acoustiques en fonction de la température de la plaque.....	144
Figure V.25 : Spectres des fréquences présentes dans le champ acoustique rayonné.....	145

Introduction générale

Les travaux présentés dans le cadre de cette thèse s'insèrent dans un projet plus global qui concerne la maîtrise de la qualité des ambiances habitées, qu'il s'agisse d'habitats ou d'habitaclles. Les travaux de cette thèse concernent plus particulièrement les aspects relatifs au confort acoustique. De la sorte, ils ont été menés en totale cohérence avec les objectifs convoités par ce projet afin d'apporter des contributions dans différents domaines tel que le développement durable d'un habitat sûr et sain, l'optimisation de l'efficacité énergétique ou encore la gestion raisonnée des systèmes techniques de traitement et de renouvellement d'air.

De ce fait, et avec ces mêmes perspectives, nous nous sommes intéressés aux dispositifs qui équipent les unités terminales de diffusion d'air. Ils sont souvent constitués de grilles qui optimisent le mélange et minimisent les sensations de courant d'air. Mais dans certaines conditions de dynamique et de confinement, les jets d'air qui impactent ces grilles génèrent des nuisances sonores. Et c'est précisément sur cet aspect qu'est concentrée la présente étude.

Du coup, nous nous sommes attelés, dans cette thèse, à l'étude des sons auto-entretenus produits par l'impact d'un jet plan sur une plaque fendue dans les gammes des nombres de Reynolds équivalents à ce qu'on peut trouver dans les systèmes de traitement et de renouvellement d'air. Le mécanisme physique de production de sons auto-entretenus peut-être décrit de la manière suivante : de petites perturbations des couches de cisaillement sont amplifiées lors de leur convection par l'écoulement jusqu'à former des structures tourbillonnaires. La déformation de ces structures au niveau de la plaque fendue produit alors des ondes acoustiques. Cette distorsion du champ de vorticité induit de nouvelles perturbations au point de séparation de l'écoulement, qui est la partie la plus sensible. Si ces perturbations ne sont pas amorties, une boucle de rétroaction s'installe et un sifflement indésirable prend alors naissance, utilisant l'écoulement comme source d'énergie.

Les sons ainsi produits, appelés sons auto-entretenus, se caractérisent par la présence de raies dans leur spectre. Ces raies se manifestent avec de fortes intensités même à faibles vitesses, et par une évolution de leurs fréquences par paliers, en fonction de la vitesse de soufflage et de la distance d'impact du jet. Mais le contrôle de ces nuisances sonores commence par la compréhension de la dynamique de l'écoulement, des transferts entre l'énergie cinétique

Introduction générale

turbulente de l'écoulement vers le champ acoustique, et des interactions qui existent entre cette dynamique tourbillonnaire et la génération de ces boucles de sons auto-entretenus.

Par conséquent, nous avons développé une plateforme expérimentale nous permettant de simuler et d'étudier ces écoulements. Différentes opérations de recherche basées sur ce dispositif expérimental ont été menées. Concernant la présente étude, nous nous sommes fixé deux principaux objectifs. D'abord, la caractérisation acoustique, cinématique et dynamique du jet impactant dans les configurations précisées dans ce mémoire et la recherche de corrélations entre les différents paramètres. Et ensuite, l'analyse de l'influence de la température de la plaque heurtée par le jet sur la dynamique tourbillonnaire et par enchaînement sur les champs acoustiques rayonnés.

Le présent mémoire est organisé en cinq chapitres. Le premier est consacré aux synthèses bibliographiques correspondantes aux thématiques en rapport avec le sujet que nous avons abordé. Ainsi, nous présenterons une revue des travaux réalisés relatifs aux jets libres et impactants, aux sons de jets et d'écoulements, aux boucles de sons autoentretenus, ainsi qu'à la détection des structures tourbillonnaires.

Le deuxième chapitre concerne la plateforme expérimentale utilisée pour ces travaux. Nous présenterons ainsi le dispositif expérimental développé pour générer et contrôler les écoulements à simuler et à étudier. Nous exposerons également les métrologies spécifiques mises en œuvre pour les différentes acquisitions réalisées, qu'elles soient cinématiques ou acoustiques.

Le troisième chapitre est consacré au repérage des régimes propices à l'installation de boucles de sons autoentretenues et à la stabilité et robustesse de ces dernières. Les champs acoustiques rayonnés sont également analysés et scrutés dans ce chapitre. Un examen particulier est apporté aux niveaux acoustiques de ces sons et aux fréquences qu'ils comportent. L'effet du chauffage de la plaque heurtée par le jet sur ces grandeurs acoustiques est notamment recherché.

Le quatrième chapitre a été affecté à la caractérisation cinématique et dynamique des jets impactants abordés lors cette thèse. En effet, le bilan bibliographique relatif aux travaux expérimentaux réalisés sur ce sujet montre que les jets impactants ont été très peu étudiés. Cela est dû, d'une part, aux nombreux paramètres influençant l'écoulement qui compliquent l'élaboration d'une base de données expérimentales fiable à partir de résultats disponibles dans la littérature. Et d'autre part au fait que les travaux déjà réalisés sur le sujet ont été

Introduction générale

majoritairement accomplis dans des contextes industriels propres. De ce fait, la complexité de l'écoulement du jet impactant a incité les chercheurs à se concentrer sur des configurations très simples du point de vue géométrique. La plus répandue est celle du jet rond, axisymétrique impactant une surface plane perpendiculaire à son axe. Par ailleurs, ces travaux étaient essentiellement axés sur la distribution et l'intensité des échanges de chaleur au niveau de la paroi d'impact.

Ainsi, dans ce quatrième chapitre, pour toutes les raisons qui viennent d'être évoquées, nous convoitons la détermination des propriétés et particularités des jets heurtants la plaque fendue dans la gamme des nombres de Reynolds sélectionnés. Et au-delà des champs cinématiques et des grandeurs inhérentes à ces jets nous ambitionnons spécialement la dynamique tourbillonnaire, qui leur est associée, ainsi que les corrélations aéro-acoustiques entre l'activité des structures de Kelvin-Helmholtz développées puis convectées en périphérie de ces jets et les boucles de sons auto-entretenues rayonnées autour de ces écoulements.

Dans le cinquième chapitre, les écoulements caractérisés précédemment sont générés et enregistrés à nouveau pour deux autres températures de la plaque fendue heurtée par le jet. Ainsi, les évolutions des grandeurs cinématiques et dynamiques intrinsèques à ces jets sont analysées et de nouvelles corrélations recherchées. L'influence de la température de la plaque sur ces grandeurs est principalement examinée.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale suivie d'un classement des références bibliographiques citées dans ce rapport.

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Table des matières

I.1 Introduction.....	5
I.2 Caractéristiques des jets libres plans	5
I.2.1. Région du cône potentiel.....	6
I.2.2. Région de désintégration caractéristique (zone de transition).....	6
I.2.3. Zone développée ou de profils homothétiques	7
I.2.4. Région terminale.....	7
I.3 Jet impactant une surface rigide.....	8
I.3.1 Jet isotherme impactant une surface plane et rigide	9
I.3.1.1. La région du jet libre	9
I.3.1.2. La région de stagnation.....	10
I.3.1.3. La région de la paroi.....	11
I.3.2 Jet isotherme impactant une surface plane rigide et fendue.....	11
I.3.3 Jet isotherme impactant une surface rigide plane et chaude	12
I.4 Excitation acoustique des jets impactants.....	18
I.5 Les Jets synthétiques.....	20
I.6 Caractérisation des structures tourbillonnaires	22
I.6.1 Critère de vorticité maximale.....	22
I.6.2 Critère Q	23
I.6.3 Critère λ_2	24
I.6.4 Critère Γ_2	24
I.7 Acoustique des écoulements.....	25
I.7.1 Bruit d'écoulement	26
I.7.2 Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus	27
I.7.3 Les bruits de fente.....	30

I.1 Introduction

La synthèse bibliographique que nous présentons ici concerne les notions et thématiques en lien avec les travaux présentés dans ce mémoire de thèse. Ainsi seront abordés les jets, les boucles de sons auto-entretenues ainsi que les critères de détection des structures tourbillonnaires.

Les jets font partie des écoulements les plus étudiés à cause de leurs utilisations et applications industrielles. Mais certains jets ont été bien plus étudiés que d'autres, soit parce qu'ils sont plus utilisés soit parce qu'ils présentent moins de paramètres d'influences que les autres. Les paramètres qui distinguent les jets et qui les différencient les uns des autres sont : les configurations d'impulsion (bidimensionnel, axisymétrique, circulaire et lobé, ...), la forme du dispositif de soufflage (buse, orifice, convergent, tube, ...), l'espace de développement (libre, semi-confiné, confiné, ...), la température (isotherme ou aniso-therme), la nature du fluide (densité, compressibilité, ...), leurs régimes (laminaire, transitoire, turbulent) ...

Dans cette synthèse bibliographique, nous n'aborderons que les jets en lien avec nos travaux, c'est-à-dire, les jets plans, turbulents et de même nature que le fluide ambiant. Nous ferons de même pour les bruits de fentes et d'écoulements. Ne seront abordés ici que les configurations similaires à celles de notre étude. Enfin, concernant la caractérisation des structures tourbillonnaires, nous ferons une présentation des techniques existantes.

I.2 Caractéristiques des jets libres plans

De nombreux auteurs ont étudié le jet libre plan, et la plupart s'accordent sur les propriétés générales des jets libres qui se développent sans être gênés ou influencés par des parois. Comme les profils affines ou la décroissance de la vitesse axiale. D'après Taylor [1], Lorsque le jet quitte l'ouverture, une couche de cisaillement se développe autour de sa frontière en raison de la discontinuité de la vitesse à cette frontière. Ceci est généralement appelé « couche de cisaillement libre ». L'épaisseur de la couche de cisaillement libre augmente avec la distance axiale jusqu'à ce que la région centrale, généralement appelée « région du cône potentiel », soit complètement consommée. En aval du cœur potentiel, l'écoulement devient plus turbulent et la vitesse sur l'axe central, qui restait égale à la vitesse de soufflage, diminue avec la distance. Selon la façon dont la vitesse médiane du jet varie avec la distance, quatre zones peuvent être identifiées pour un jet libre (Figure I.1) [1].

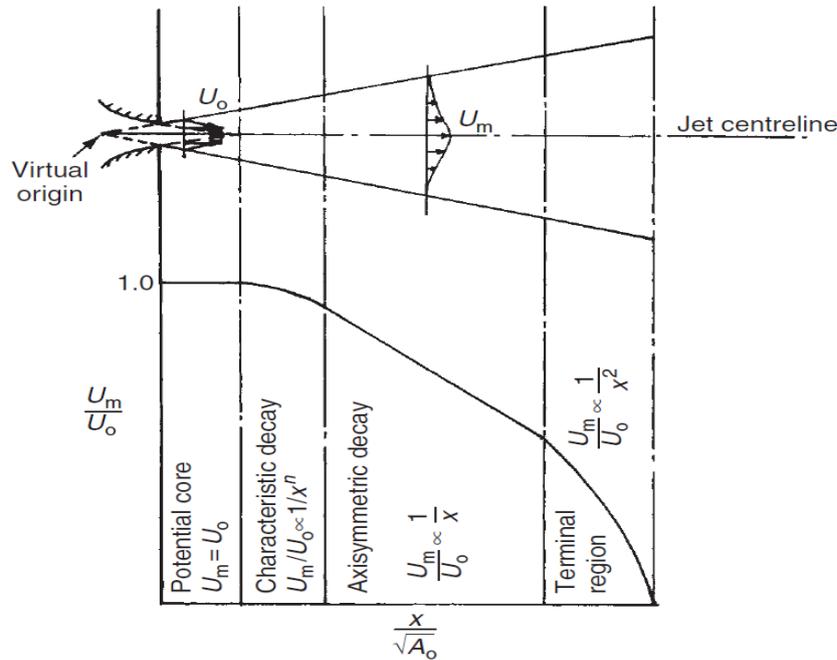


Figure I.1 : Les quatre régions d'un jet libre selon [1]

I.2.1. Région du cône potentiel

Cette zone se trouve immédiatement après la bouche de soufflage. La vitesse axiale U_m dans cette zone reste constante et égale à la vitesse U_0 du jet en sortie de buse. D'après Chassing [2] et Rajaratnam [3], la longueur de cette zone varie entre $3H$ et $7H$ où H est la hauteur de la buse de soufflage. La longueur de la zone potentielle ne dépend pas à du nombre de Reynolds selon Lepicovsky [4], Beltaos et Rajaratnam [5]. Par contre, d'autres auteurs, montrent qu'elle dépend du régime de l'écoulement comme Namer [6], qui a indiqué que la longueur et la largeur de la zone de potentiel favorisent la formation des structures cohérentes dans la couche de cisaillement. Les fluctuations de la longueur du cône par une interaction entre les deux couches de mélange ont été étudiées par Sunyach et Mathieu [7]. Et ces travaux ont été poursuivis par Thomas et Goldshmidt [8], qui ont analysé les fluctuations de vitesses dans les couches de mélange. Ils ont constaté plusieurs modes de fluctuations symétriques et antisymétriques.

I.2.2. Région de désintégration caractéristique (zone de transition)

Après la consommation du noyau potentiel par la couche de cisaillement libre, la vitesse sur l'axe du jet commence à diminuer progressivement de sorte que :

$$\frac{U_m}{U_0} \propto \frac{1}{x^n} \quad (1)$$

Où x : est la distance par rapport à la sortie du jet et n est un coefficient qui a une valeur entre 0,33 et 1,0. L'étendue de cette région et la valeur de n dépendent de la forme de l'ouverture d'alimentation et elle est généralement associée à des ouvertures à grand rapport d'aspect (jets plans). Le rapport d'aspect est le rapport entre la longueur et la hauteur de la buse de soufflage.

Dans cette zone les structures tourbillonnaires de Kelvin Helmholtz continuent à évoluer et on constate aussi l'apparition des effets tridimensionnels dans l'écoulement [9].

I.2.3. Zone développée ou de profils homothétiques

Le profil de vitesse dans cette zone est complètement développé et la forme des structures tourbillonnaires de l'écoulement évolue comme un spectre continu de l'échelle tourbillonnaire. La forme de la décroissance de la vitesse sur l'axe du jet ne dépend pas du nombre de Reynolds. À une distance suffisamment grande de la buse, le type d'injection n'a plus d'effet. L'écoulement atteint un comportement auto-similaire. Ce comportement peut être défini au moyen de deux paramètres : l'évolution transversale du jet et la décroissance longitudinale. D'après Hussein et al [10] et Rajaratnam [3] la décroissance de la vitesse U_m sur l'axe central du jet libre est inversement proportionnelle à la distance de la buse X :

$$U_m = U_0 B_u \frac{H}{X - X_{01}} \quad (2)$$

Où :

B_u est le coefficient de décroissance de la vitesse axiale, X_{01} une origine virtuelle et H la hauteur de la buse. Chassing [2] a mesuré expérimentalement B_u qui est de l'ordre 5.9 pour des écoulements dans l'air.

I.2.4. Région terminale

Il s'agit d'une région de diffusion rapide où le jet devient impossible à distinguer de l'air ambiant. La vitesse médiane décroît avec le carré de la distance, c'est-à-dire :

$$\frac{U_m}{U_0} \propto \frac{1}{x^2} \quad (3)$$

I.3 Jet impactant une surface rigide

La complexité de l'écoulement de jet en impact, a conduit les chercheurs à se concentrer sur des configurations très simples du point de vue géométrique. La plus répandue est celle du jet rond impactant normalement une paroi plane. De ce fait, les travaux relatifs aux jets plans en impact ne sont pas nombreux.

Un jet heurtant une surface rigide est caractérisé par la nature et la forme du jet impulsé, ainsi que la distance d'impact. La majorité des scientifiques qui ont travaillé sur ce sujet s'intéressaient à la distribution et à l'intensité des échanges de chaleur au niveau de la paroi d'impact. Ainsi, la plupart des études qu'on peut trouver dans la littérature scientifique ont été consacrées aux transferts énergétiques que permet l'utilisation de ces jets heurtant. Comme par exemple l'étude de Webb et Ma [11] qui est assez complète et concerne l'interaction d'un écoulement et d'un obstacle. Ils ont présenté des résultats sur le transfert énergétique et sur le champ de vitesses.

Le développement des jets confinés est limité ou influencé par la présence de parois. Qu'il s'agisse de la paroi transversale contenant la bouche de soufflage (limitation de l'entraînement) ou des parois longitudinales ou latérales parallèles à l'axe du jet (limitation du développement du jet). En effet, le confinement va réduire la circulation et bloquer l'expansion du jet, et limiter l'entraînement. Les jets heurtants sont des jets dont le développement longitudinal est limité par la surface de l'obstacle qu'ils viennent frapper. Cette surface va freiner le développement longitudinal du jet puis le dévier transversalement.

Sur la Figure I.2, sont présentées deux configurations d'un jet heurtant une surface rigide avec et sans confinement (jet confiné et non confiné).

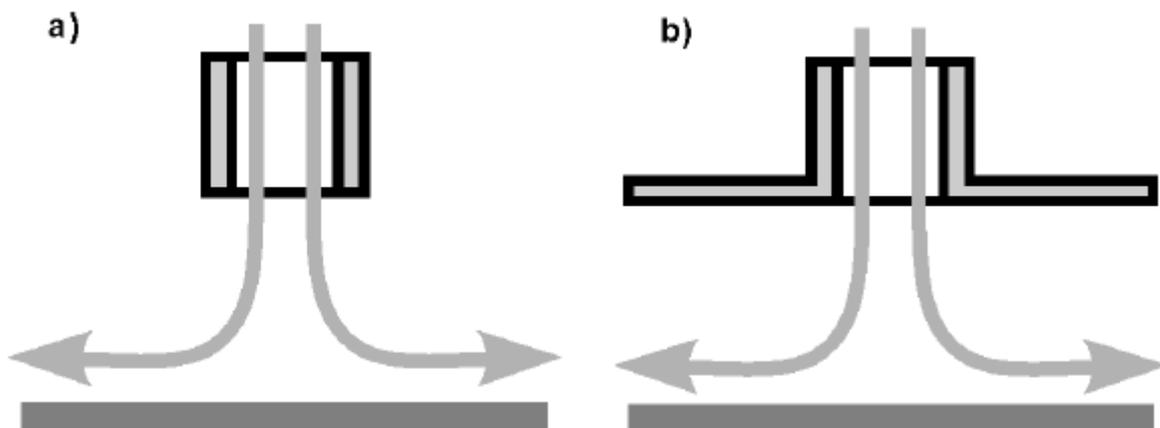


Figure I.2 : (a) : Jet non confiné heurtant une surface rigide (b) : Jet confiné heurtant une surface rigide (Vejrazka [12])

I.3.1 Jet isotherme impactant une surface plane et rigide

D'une façon générale dans un jet heurtant une surface rigide, on peut distinguer trois zones au sein de la structure de l'écoulement : la zone du jet libre, la zone de stagnation et la zone de paroi (Figure I.3). Aussi, la zone du jet libre elle-même peut être divisée en trois zones : la zone de cône potentiel, la zone de développement du jet et la zone du jet entièrement développée (Viskanta [13]).

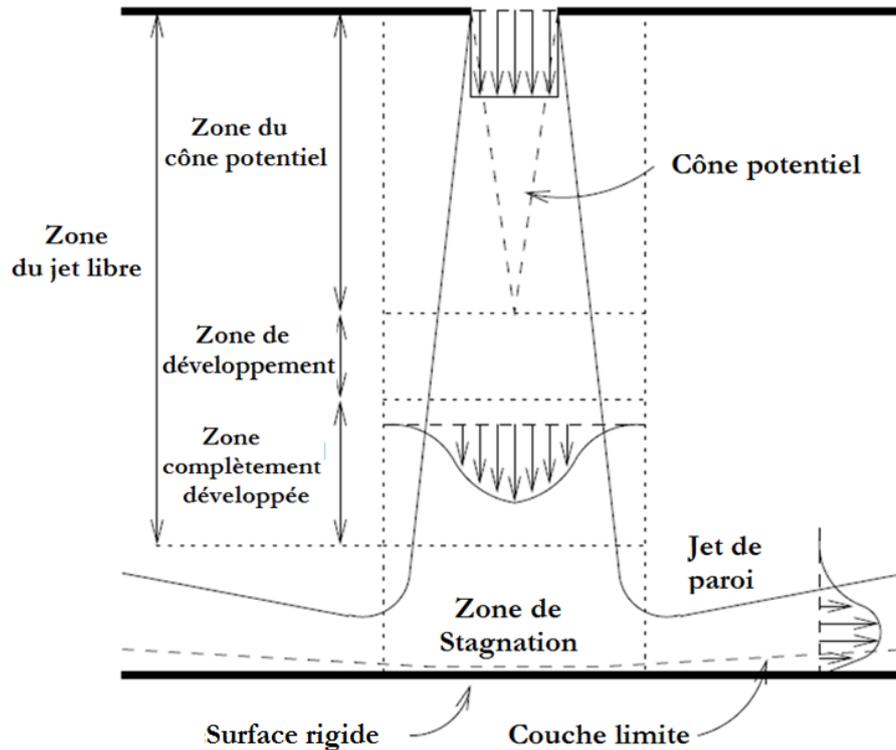


Figure I.3 : Différentes zones du jet impactant une surface rigide [9].

I.3.1.1. La région du jet libre

En fonction de la distance d'impact, la région du jet libre, peut à son tour, être divisée en trois zones. Une zone du noyau potentiel, une zone de développement et une zone entièrement développée. Ces zones ont lieu lorsque la distance entre la sortie de la buse et l'impact avec la paroi rigide est suffisante pour permettre le développement du jet. La région du noyau potentiel est caractérisée par une vitesse constante et égale à 99% de la vitesse moyenne initiale sur l'axe. Une couche de mélange est formée entre le jet et le fluide environnant. Le volume du noyau potentiel est ainsi entouré par une couche de cisaillement et est progressivement réduit. La longueur du noyau potentiel dépend des conditions initiales comme la vitesse de soufflage, le taux de turbulence, la forme de la buse à la sortie du jet, le profil de vitesse initiale, le type

d'injection et la hauteur ou diamètre du jet. Cette longueur varie entre 4 et 6 fois de la hauteur de la buse (Viskanta [13], Cooper [14]).

D'après Maurel et al [15], dans la zone de développement du jet, la vitesse axiale commence à diminuer, le niveau de turbulence sur l'axe du jet augmente et le noyau potentiel a complètement disparu.

Dans la région libre du jet, l'interaction entre le cisaillement du jet qui sort de la buse et le fluide environnant crée un entrainement de masse et d'énergie. Et avec l'instabilité de la couche de cisaillement initiale, cela génère les tourbillons de Kelvin-Helmholtz (dans le cas du jet bidimensionnel et axisymétrique). En fonction de la configuration du jet et de la valeur du nombre de Reynolds les structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz peuvent être symétriques et antisymétriques. Des distorsions périodiques peuvent apparaître pour des jets bidimensionnels (sakakibara [16]).

I.3.1.2. La région de stagnation

Grâce à l'étude de Didden et Ho [17], cette zone de fortes interactions avec la paroi est caractérisée par une zone de stagnation (point d'arrêt sur la paroi dans l'axe du jet) et une forte courbure des lignes de courant provoquée par l'arrivée du jet sur la paroi. Et c'est là que le flux sur la paroi est accéléré par un fort gradient de pression (dans le cas de transferts thermiques). Par rapport à Gutmark [18], la vitesse sur l'axe central du jet dans cette région, diminue à mesure que l'écoulement se rapproche du point d'arrêt jusqu'à ce qu'une valeur nulle soit atteinte au niveau de la paroi, où la pression est maximale. La zone de stagnation se caractérise par des taux de transferts d'énergie très élevés dus à la turbulence et aux contraintes appliquées à la paroi. Cette caractéristique explique l'utilisation généralisée des jets dans l'industrie pour les applications de transferts de chaleur.

l'influence de cette zone se déploie approximativement sur 25% de la distance d'impact L, comptée à partir de l'impact selon l'étude de Gutmark et al [18]. Aussi Beltaos et Rajaratnam [5] ont mis une expression semi-analytique, décrivant la diminution de la vitesse sur l'axe du jet, valable juste sur le dernier 25% de la distance d'impact L ($0.75 \leq x/L \leq 0.98$) :

$$\frac{U_c(x)}{U_0} \sqrt{\frac{L}{H}} \cong C_2 \sqrt{1 - \frac{x}{L}} \quad (4)$$

Avec C2 qui dépend des conditions expérimentales, et qui dépend fortement des conditions opératoires.

Ils ont également présenté une relation valable sur la dernière partie : pour $x/L > 0.98$, la relation linéaire dans cette zone :

$$\frac{U_c(x)}{U_0} \sqrt{\frac{L}{H}} \cong C_3 \frac{x}{L} \quad \text{avec } C_3=30 \quad (5)$$

Les taux des transferts d'énergie sont très grands dans la zone de stagnation. C'est pour cela qu'on trouve beaucoup d'applications dans l'industrie.

I.3.1.3. La région de la paroi

Dans la région de la paroi, l'effet de gradient de pression d'après Ding [19] ne tient plus et une augmentation de la turbulence peut même se produire. De plus, pour les transferts thermiques, le flux se développe dans la direction radiale. La viscosité de l'écoulement en présence de la paroi rigide joue un rôle très important. L'épaisseur de la couche limite est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds de l'écoulement. Poreh et al [20], ont étudié la vitesse de l'écoulement qui diminue quand on s'éloigne du point de stagnation. Ils ont étudié aussi l'intensité de la turbulence et la contrainte de cisaillement sur l'obstacle dans le cas d'un jet circulaire qui frappe une plaque plane. En raison de la propagation radiale du jet. Les mesures de turbulence et d'intensité de cisaillement indiquent que le niveau de turbulence sur le côté de la paroi est plus élevé en raison du frottement entre les structures de vortex et la surface d'impact du jet. Le flux s'accélère au début avant de décélérer par dissipation d'énergie [2].

I.3.2 Jet isotherme impactant une surface plane rigide et fendue

Par comparaison aux nombreux auteurs qui ont étudié le jet libre et le jet impactant une surface rigide pleine, on ne trouve que très peu d'études concernant les jets impactants une plaque fendue. Assoum et al [9] ont mis en évidence l'évolution des grandeurs caractéristiques propres pour ces jets. Et ils ont analysé l'influence des effets d'inertie et de confinement sur ces grandeurs. Assoum [9] a comparé 3 configurations différentes de jets : en impact sur une plaque fendue, impactant une plaque pleine et un jet libre sans surface d'impact. Ces auteurs trouvent que la longueur du cône potentiel du jet libre vaut 4 fois la hauteur du jet H . Par contre cette longueur diminue dans les 2 autres cas en présence d'une surface rigide (pleine ou fendue). Une comparaison est présentée sur la Figure I.4 pour une distance d'impact $L = 4H$. La décroissance de la vitesse axiale dans le cas du jet heurtant une plaque fendue, de hauteur H , est plus lente que dans le cas du jet heurtant une plaque pleine. Le profil de la vitesse axiale pour la plaque pleine est directement influencé par l'existence cette plaque.

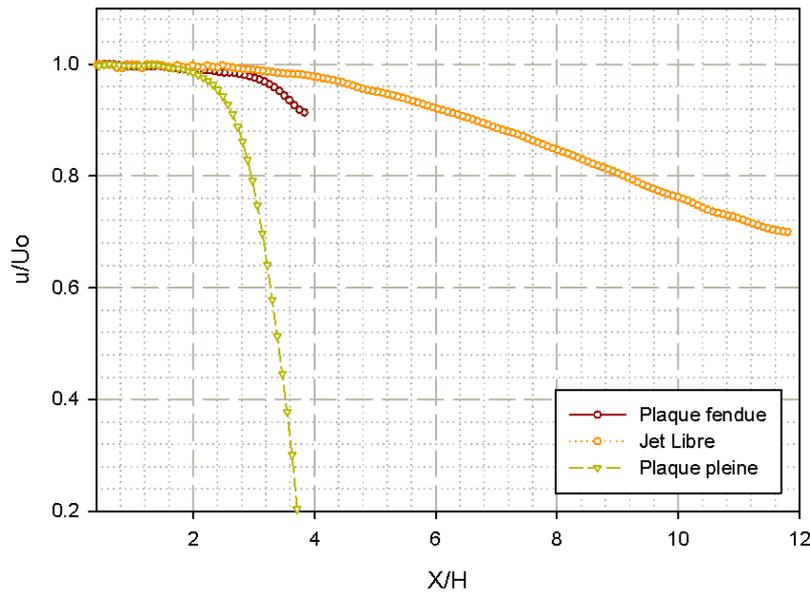


Figure I.4 : Décroissance de la vitesse axiale. Positionnement du jet qui heurte une plaque fendue par rapport au jet libre et au jet qui heurte une plaque pleine pour une distance d'impact $L/H = 4$ et $Re=8590$ [9].

I.3.3 Jet isotherme impactant une surface rigide plane et chaude

L'application des jets impactants pour le refroidissement, le séchage et le nettoyage peut être trouvée dans diverses industries pour leurs transferts de chaleur et de masse élevés sur et autour des points de stagnation. Ils sont donc des thématiques importantes pour de nombreux chercheurs [21]–[23]. De nombreuses techniques, y compris celles qui concernent les tourbillons et la turbulence ont été étudiées pour améliorer les transferts de chaleur. L'objectif principal de ces études est d'optimiser le transfert de chaleur. Il est important de prendre en compte les paramètres pouvant influencer le transfert de chaleur tel que: Forme de la buse (circulaire, rectangulaire, etc.), conditions d'injection (nombre de Reynolds, intensité de la turbulence, température du jet, nombre de Mach), confinement, distance à la plaque d'impact et de nombreux autres paramètres.

Le coefficient qui décrit le comportement des transferts de chaleur entre un fluide et une paroi est le nombre sans dimension, nommé d'après un ingénieur allemand Wilhelm Nusselt, et appelé nombre de Nusselt (Nu). Le nombre de Nusselt est égal au gradient de température sans dimension à la surface, et il fournit une mesure du transfert de chaleur par convection se produisant à la surface. Il permet également de quantifier le rapport entre l'énergie thermique convectée par rapport à l'énergie thermique conduite. La composante

conductrice est mesurée dans les mêmes conditions que la convection thermique mais avec un fluide stagnant.

Dans une approche à température imposée, la densité de flux convectif s'écrit :

$$\phi = h(T_j - T_w) \quad (6)$$

Le nombre de Nusselt (Nu) est un coefficient sans dimension qui peut être calculé comme suite :

$$Nu = \frac{h \cdot d}{\lambda} = \frac{Q \cdot D_h}{\lambda_a \cdot A(T_j - T_w)} \quad (7)$$

Où

Q est la quantité de chaleur nette compte tenu du taux de transfert thermique à la plaque et du rayonnement thermique.

A est la surface de la paroi d'impact lisse.

T_w est la température de la paroi d'impact.

T_j est la température dans le jet

λ_a est la conductivité thermique de l'air.

D_h est le diamètre hydraulique de la buse de sortie du jet incident.

Gardon et Akfirat [24] montrent que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec le nombre de Reynolds de l'écoulement tout en conservant qualitativement une forme similaire pour chaque cas. En particulier, deux maximums locaux sont observés dans l'évolution radiale ou transversale du transfert de chaleur moyen au-dessus d'un nombre de Reynolds critique ($Re > 2800$) à $r/D \approx 0.5$ (maximum primaire) et $r/D = 2$ (maximum secondaire). Le travail complémentaire de Lee et al. [51] montre clairement que les amplitudes de ces deux maximums augmentent avec le nombre de Reynolds. Les effets de la distance d'impact buse-plaque (Baughn et Shimizu [26]), le type de buse (Viskanta [13]; Roux et al. [27]) et le confinement (Obot, Douglas et Mujumdar [28]; Ashforth-Frost, Jambunathan et Whitney [29]) sur la distribution moyenne de transfert de chaleur ont également été étudiés expérimentalement. Les principales conclusions de ces études concernant l'occurrence d'un maximum secondaire dans la distribution des nombres de Nusselt sont que le pic est plus marqué pour une faible distance buse à plaque (généralement $L/D \leq 3$) et en utilisant une buse convergente plutôt qu'un long tube à l'entrée. On constate que la présence d'une plaque de confinement réduit le transfert de chaleur sur la plaque d'impact tout en étant la configuration géométrique la plus courante dans les applications pratiques.

Dans les travaux de Gardon et Akfirat [24], l'origine du maximum secondaire du nombre moyen de Nusselt est attribuée à la transition de la couche limite des conditions laminaires aux conditions turbulentes. Ensuite, plus en aval de cette transition laminaire – turbulente, la diminution du transfert de chaleur est simplement interprétée comme la conséquence de la diminution de la vitesse radiale moyenne pour assurer la conservation de la masse dans le flux axisymétrique. Le lien entre la transition laminaire – turbulente et le pic secondaire du nombre de Nusselt est cependant remis en question par les mesures de Cooper et al. [14], montrant que pour un jet dont la couche limite est déjà turbulente dans la région de stagnation, ce maximum secondaire existe toujours. Dans leur article de synthèse, Jambunathan et al. [30] proposent que le maximum secondaire soit lié aux structures annulaires issues de la couche de cisaillement par jet. En utilisant les visualisations des flux, Popiel et Trass [31] remarquent également que des structures secondaires proches des parois se développent au voisinage de l'emplacement maximum secondaire de transfert de chaleur moyen. Mais la raison la plus soutenue lie l'apparition de ce pic à l'interaction des grosses structures turbulentes (dites primaires) convectées dans la couche pariétale, avec la paroi est annoncé par Tummers [32]. Ceci menant au déclenchement d'un décollement instationnaire très proche de la paroi. Les hauts niveaux de fluctuation de vitesse radiale observés dans la zone $1.5 < r/D < 2$ peuvent s'expliquer comme la trace du passage des structures primaires.

Les enquêtes de Vejrazka et al. [33], Buchlin [34] et Roux et al. [27], [35] sont en parfait accord avec l'approche de Jambunathan et al. [30], suggérant une forte relation entre les structures tourbillonnaires à grande échelle et le maximum secondaire du nombre de Nusselt. Très peu d'études expérimentales traitent de l'analyse instationnaire du champ de température dans l'écoulement du jet à impact (voir Narayanan et Patil [36]; Odonovan et al [37]).

Dans les travaux de Roux et al. [35], des mesures, en régime instationnaire, de la température à la paroi d'un jet impactant rond à $Re = 28000$ avec $L/D = 3$ et 5 . Ils ont également étudié la convection des fronts thermiques froids et chauds successifs qu'ils ont appréhendé à la même que les structures proches de la paroi. Cependant, sans mesures synchronisées de vitesse/température, il n'est pas possible de relier précisément l'emplacement du vortex à l'augmentation ou à la diminution du transfert de chaleur local. Dans le cas laminaire à faible nombre de Reynolds ($Re = 300; 500; 1000$), Chung et Luo [38] et Chung, Luo et Sandham [39], ont montré par la simulation numérique DNS (cette simulation est détaillée après dans l'étude de Dairay) que le maximum secondaire du Nusselt peut également être observé. Selon ces auteurs, la séparation instable conduit à un épaississement en amont de la couche limite thermique conduisant à un minimum local du nombre de Nusselt, tandis qu'à l'emplacement du

vortex secondaire la couche limite thermique est plus fine et conduisant au maximum secondaire du nombre de Nusselt.

L'analyse numérique en LES de Hadziabdic et Hanjalic [40] fournit une étude complète du transfert de chaleur et de son lien avec les structures tourbillonnaires dans l'écoulement turbulent du jet en impact. La distribution instantanée du nombre de Nusselt s'avère très similaire à celle de la contrainte de cisaillement de la paroi mais avec un déphasage. Selon ces auteurs, le minimum local observé avant le maximum secondaire est une conséquence de la séparation instable impliquant une couche limite thermique plus épaisse. Le fluide de recirculation est ensuite piégé dans la région proche de la paroi et chauffé par la plaque. La température de cette poche de fluide est proche de la température de la plaque, conduisant à une diminution locale du transfert de chaleur. À une distance radiale légèrement plus élevée, le pic secondaire du nombre de Nusselt est interprété comme la conséquence des réattachements instationnaires de la couche limite en aval des séparations instationnaires.

L'analyse des champs instantanés issus des simulations numériques DNS à faible nombre de Reynolds ($392 \leq Re \leq 1804$) de Rohlfis et al. [41] confirme, en accord avec Chung et Luo [38], Chung et al. [39] et Hadziabdic et Hanjalic [40], que le maximum secondaire est directement lié à l'emplacement du tourbillon secondaire. L'interprétation supplémentaire fournie par ces auteurs est que la séparation instable et le rattachement de l'écoulement à eux seuls ne devraient pas expliquer le maximum secondaire du nombre moyen de Nusselt, parce que l'augmentation et la diminution locales du transfert de chaleur ont tendance à se neutraliser mutuellement en raison de la convection du tourbillon secondaire. Il est alors suggéré que le mouvement ascendant induit par l'éjection du vortex secondaire peut expliquer le pic secondaire dans la distribution du nombre de Nusselt.

Une interprétation différente de l'origine du maximum secondaire a été proposée par Uddin et al.[42]. Dans leur simulation numérique en LES, ils observent que les structures toroïdales à grande échelle sont responsables de fortes accélérations et décélérations d'écoulement intermittent. Selon cette étude, le maximum secondaire n'est que la conséquence de la forte accélération de l'écoulement de la couche limite après l'impact du jet. Aucun tourbillon secondaire et par conséquent aucune séparation instable n'est observé dans cette simulation LES. De plus, la distribution instantanée du nombre de Nusselt met en évidence des régions de très fort transfert de chaleur désignées comme des points froids. Les auteurs font alors l'hypothèse que ces régions sont liées à des structures cohérentes radialement allongées.

Les jets impactants sont largement utilisés dans les systèmes de refroidissement industriels pour leurs caractéristiques de transfert de chaleur élevées aux points de stagnation. Cependant,

les caractéristiques de transfert de chaleur sont faibles en aval. Afin d'améliorer le coefficient de transfert de chaleur plus en aval, des recherches introduisant des nervures sur des plaques planes refroidies par jet ont été menées [43], [44]. D'autres études concernant l'amélioration du transfert de chaleur à l'aide d'une paroi rugueuse se trouvent en [45], [46]. Kito et al [47] se sont concentrés sur l'espacement des nervures et ont démontré que l'espacement des nervures doit être de plus que 6 fois la largeur de la buse pour améliorer le transfert de chaleur pour un nombre de Reynolds $Re = 5000$, car il est nécessaire d'avoir suffisamment d'espace pour permettre le rattachement des flux derrière la première singularité.

Aussi, Sagot et al [48] ont étudié le transfert thermique dans le cas du jet impactant des surfaces planes. Ils ont montré expérimentalement la possibilité d'intensifier le transfert thermique par l'utilisation de différentes formes de plaques corruguées en surface. Cette intensification (entre 4% et 30% selon les paramètres étudiés) permet de comparer les nombres de Nusselt moyen avec et sans corrugation. Des corrugations à profil rectangulaire s'avèrent plus performantes que des corrugations à profil triangulaire.

Une étude numérique a été menée par Casanova [49], ayant comme objectif l'identification de certains types de plaques non planes, avec des corrugations, fossettes, et bosses (Figure I.5), qui pourraient améliorer le phénomène de transfert de chaleur. Les résultats montrent qu'au point de stagnation, le transfert de chaleur peut être augmenté dans les cas de plaques non planes. Et cela selon plusieurs conditions comme le type de jet et le nombre de Reynolds... Et parmi toutes les plaques simulées, la plaque bosselée est la meilleure surface à utiliser pour augmenter les transferts de chaleur.

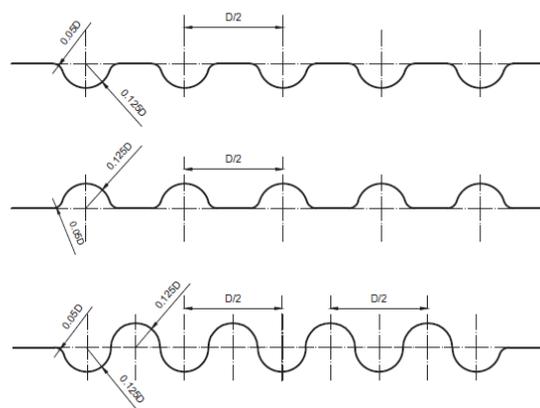


Figure I.5 : Configurations et dimensions des corrugations sur les plaques [49]

Sagot et al [50] ont trouvé un bon accord entre les résultats de transferts de chaleur numériques et expérimentaux en utilisant le modèle SST $k-\omega$ (the Shear Stress Transport).

Casanova et al [49] ont comparé les résultats trouvés par 3 modèles de turbulence différents avec des données expérimentales extraites de la littérature. En particulier, ils ont résolu numériquement l'impact d'un jet axial, avec un nombre de Reynolds égal à 23 000, contre une plaque plate chauffée avec un flux de chaleur constant et situé à une distance $L = 2D$ de la sortie du jet. Les modèles de turbulence utilisés étaient le SST, le k-oméga ($k-\omega$) standard et le k-epsilon ($k-\epsilon$). Les données expérimentales utilisées dans cette étude comparative ont été extraites des travaux de Lee et al. [51], et Baughn et al. [26]. Sur la Figure I.6 sont représentés les résultats de cette étude comparative, ainsi qu'une bande d'écart de 10% des résultats SST. Comme on peut le voir, les données expérimentales se situent dans cette bande. Les valeurs numériques avec le modèle SST concordent très bien avec les données expérimentales à la fois au point de stagnation et pour les grandes valeurs de r/D , les écarts maximums (de l'ordre de 8%) se trouvent autour du deuxième pic du profil du nombre de Nusselt ($r = 2D$). Les autres modèles de turbulence testés donnent de moins bons résultats que le modèle SST. Pour toutes ces raisons, le modèle SST est finalement celui utilisé pour ce type de simulations [49].

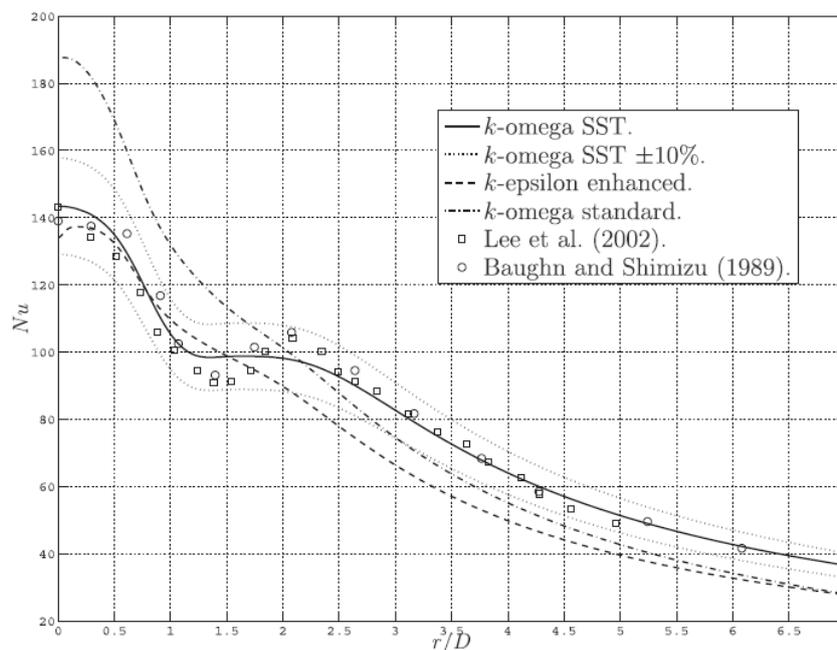


Figure I.6 : Validation des modèles de turbulence appliqués aux jets en impact [49].

Dairay et al [52] ont fait aussi une étude basée sur la simulation numérique directe (DNS) d'un jet circulaire. Il apparaît là aussi un maximum secondaire bien marqué dans la distribution radiale du transfert de chaleur moyen. Le transfert de chaleur est principalement conduit par les grands tourbillons primaires et secondaires toroïdaux émis périodiquement. Ces tourbillons sont soumis à des distorsions azimutales associées à la production de structures radialement allongées à petite échelle. Ces distorsions sont responsables de l'apparition de zones de transfert

de chaleur très élevées organisées en point de fluide froid sur la paroi chauffée. La distribution radiale du nombre moyen de Nusselt est représentée sur la Figure I.7 à la suite d'une normalisation proposée par Martin [53]. Cette comparaison concerne la simulation numérique DNS de Dairay [52] en comparaison avec les données numériques d'Uddin et al. [42] à $Re = 13000$ et les mesures de Lee [51] à $Re = 10000$ avec la même distance buse-plaque $L = 2D$ (D étant le diamètre de l'orifice du jet). Certaines différences peuvent être notées entre les trois distributions concernant le nombre de Nusselt du point de stagnation et l'emplacement du maximum local. Cependant, ceux-ci sont principalement attribués aux différences de conditions expérimentales et de vitesses d'entrée.

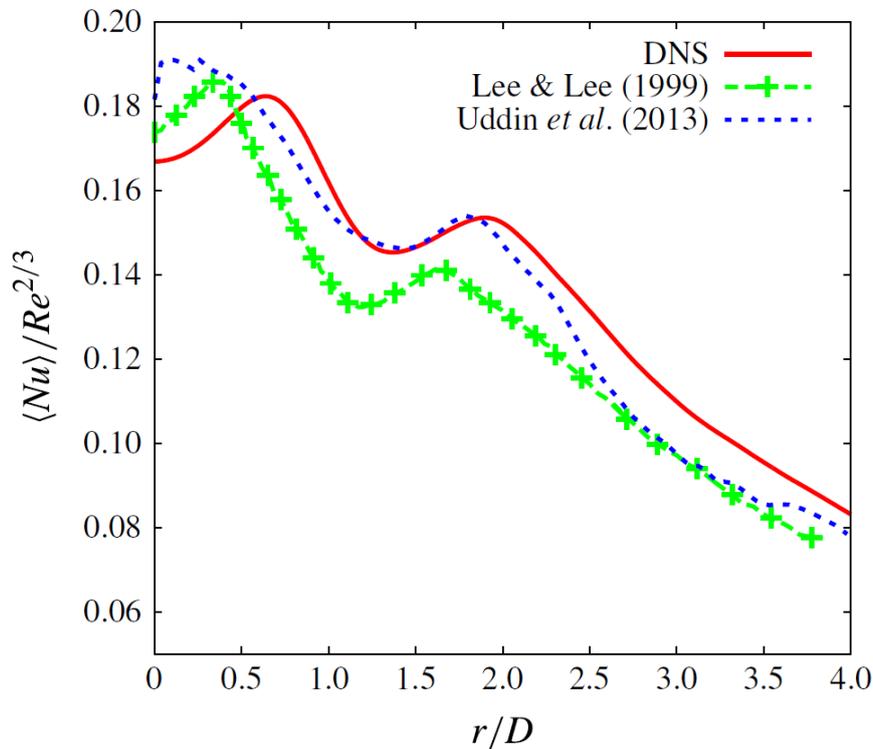


Figure I.7 : Distribution radiale du nombre moyen de Nusselt normalisé par le nombre de Reynolds [52].

I.4 Excitation acoustique des jets impactants

Il a été démontré que l'excitation des jets peut influencer de manière significative le transfert de chaleur d'un jet impactant. Un jet a une fréquence naturelle à laquelle des tourbillons se forment et se développent et on pense que cette fréquence naturelle a un effet sur la distribution des transferts de chaleur. L'excitation artificielle peut contrôler le développement des tourbillons du jet. Donc peut améliorer le transfert de chaleur à la surface. Il s'agit de la technique d'amélioration la plus récente étudiée par les chercheurs. Liu et Sullivan [54] ont

excité acoustiquement un jet d'air impactant et ont rendu compte des flux résultants et des distributions de transferts de chaleur. Il a été démontré que, selon la fréquence d'excitation, les coefficients moyens de transferts de chaleur peuvent être améliorés ou réduits. Dans le cas où le jet est excité avec une sous-harmonique de la fréquence naturelle du jet, le transfert de chaleur est réduit. Cette fréquence renforce la cohérence de la fréquence naturelle. Le jet était également excité avec une fréquence supérieure à celle de la fréquence naturelle du jet. Dans ce cas, l'excitation a comme effet de produire un appariement intermittent des tourbillons détachés. Par conséquent, la transition vers une turbulence à petites échelles augmente efficacement le transfert de chaleur vers le jet d'air impactant.

Une excitation acoustique a également été appliquée à la couche de cisaillement du jet. Deux fréquences naturelles ont été identifiées dans le spectre des vitesses acquises dans le jet libre. La plus grande s'est produite à environ 1 kHz et cela correspond à la fréquence fondamentale de la génération de vortex. Une sous-harmonique de cette fréquence à 500 Hz est également présente et elle est dû à l'appariement des tourbillons. Trois fréquences d'excitation de la couche de cisaillement ont été appliquées au jet (1950, 2440, 3250Hz) [55]. Lorsque le jet est excité avec une fréquence multiple de la fréquence du jet naturel, le vortex est maintenu à de plus grandes distances en aval. En effet, la fréquence d'excitation supprime les effets de l'appariement des tourbillons. Les résultats ont montré que si la fréquence du jet est fortement affectée par l'excitation acoustique du jet, elle a un effet moins significatif sur la fréquence du vortex. Aux fréquences d'excitation plus élevées, la fréquence du vortex est légèrement augmentée. En général, la fréquence d'excitation a la capacité de changer la longueur du cône potentiel. Ainsi, la fréquence d'excitation peut appuyer ou défavoriser l'appariement de vortex. En synthèse nous pouvons affirmer que lorsque la fréquence d'excitation était égale ou proche de l'harmonique de la fréquence naturelle du jet, l'appariement des tourbillons était supprimé. Cela a allongé le cœur potentiel du jet. Sinon, l'excitation du jet a facilité l'appariement des tourbillons et a réduit la longueur potentielle du noyau[55].

Dans une enquête ultérieure menée par Hwang et Cho [56], la différence entre l'excitation du jet principal et l'excitation de la couche de cisaillement a été étudiée. Aucune différence significative n'a été notée entre les deux techniques d'excitation. Hwang et Cho [56] ont également étudié l'effet du niveau de puissance d'excitation sur l'écoulement du fluide engendré par le jet impactant et le transfert de chaleur subséquent. Les résultats ont été présentés pour une gamme de nombres de Strouhal et pour deux niveaux de puissance d'excitation différents de 80 dB à 100 dB. Seules de légères différences dans la structure du jet varient selon la technique d'excitation. Lorsque le flux principal a été excité, le noyau potentiel serait

légèrement plus court et l'intensité de la turbulence légèrement augmentée. Il a été démontré qu'un niveau de puissance d'excitation significatif (≥ 90 dB) est nécessaire pour avoir un effet appréciable sur la vitesse du jet ou l'intensité de la turbulence.

Crow et Champagne [57] ont forcé le flux avec une fréquence et une amplitude spécifiques, et ils ont constaté que les fluctuations générées à la surface de la couche de cisaillement diminuaient lorsque le flux était excité avec une fréquence donnant un $St = 0.3$. Le nombre de Strouhal associé est défini par :

$$St_H = \frac{f_0 H}{U_0} \quad (8)$$

Où f_0 est la fréquence fondamentale des structures tourbillonnaires cohérentes.

Gau et al. [58] ont montré que la structure de l'écoulement était significativement améliorée ou altérée par l'excitation acoustique avec une fréquence inhérente ou non inhérente. À la fréquence inhérente, c'est-à-dire la moitié ou le quart de la fréquence fondamentale, l'intensité de la turbulence a augmenté et le transfert de chaleur a augmenté avec l'excitation acoustique. L'étude d'Odonovan a été menée pour un seul nombre de Reynolds ($Re = 10000$) et de faibles confinement ($L/H = 0,5$ à $2,0$). La fréquence d'excitation variait de zéro à la fréquence naturelle du jet. Bien qu'il ait été démontré que l'excitation acoustique réduit globalement l'ampleur du transfert de chaleur, il est prévu que l'excitation au-dessus de la fréquence naturelle du jet peut améliorer considérablement le transfert de chaleur. Il a démontré un moyen efficace de contrôle du vortex et a montré que la fréquence naturelle d'un jet est un autre paramètre à considérer pour un refroidissement optimal de la surface. Enfin, Yu et al. [59] ont montré pour un jet plan chauffé que lorsque la fréquence d'excitation est à moins de 4.5Hz de la fréquence naturelle du jet, les tourbillons sont renforcés par l'excitation.

I.5 Les Jets synthétiques

Les jets synthétiques sont des écoulements potentiellement utiles pour le refroidissement, utilisés dans l'industrie pour les transferts de chaleurs dans les appareils électroniques. Les exigences de refroidissement des ordinateurs et des appareils électroniques de nouvelle génération ont dépassé les capacités des méthodes de refroidissement conventionnelles telles que les mécanismes de convection naturelle et de dissipateur thermique. Les fortes exigences de refroidissement ont incité les chercheurs à rechercher des méthodes de refroidissement alternatives. De nombreuses études ont été proposées dans la littérature sur le développement

de nouvelles techniques de refroidissement. Certaines de ces techniques de refroidissement à haute performance telles que les dissipateurs thermiques à micro-canaux, les micro pompes, les jets impactants, les refroidisseurs liquide et les ventilateurs piézoélectriques sont présentées par les chercheurs à travers des études expérimentales et numériques [60], [61]. De nombreux chercheurs ont mené des travaux pour potentiellement améliorer le transfert de chaleur par différents procédés basés sur des jets d'air en impact [30], [62].

Smith et Glezer [63] ont réalisé des mesures de vitesses sur un jet synthétique à partir d'une buse rectangulaire avec un fil chaud et ont réalisé également des visualisations des flux d'air. Mallinson et al.[64] ont étudié le flux généré par un actionneur à jet synthétique avec un orifice circulaire et ont montré que l'entraînement du fluide ambiant dans un jet synthétique est beaucoup plus important par rapport à un jet stable en raison de la nature oscillatoire du flux dans le jet synthétique. Cater et Soria [65] ont présenté expérimentalement la structure et les débits moyens des jets ronds à flux net nul (zero-net-mass- flux (ZNMF)). Ces jets ont été générés par un piston oscillant dans une cavité derrière un orifice circulaire et différents modèles d'écoulement ont été observés avec du colorant et des visualisations du flux. L'étude a démontré que le jet rond turbulent ZNMF a un taux d'étalement plus grand que le jet continu conventionnel.

Chaudhari et al. [66] ont effectué une étude détaillée des caractéristiques de transferts de chaleur pour un jet synthétique rond en impact à l'aide d'un actionneur électromagnétique. Une corrélation pour différentes configurations a été suggérée à partir des données expérimentales mesurées. Dans une autre étude, Chaudhari et al. [67] ont exploré l'effet de la forme carrée, circulaire, et rectangulaire de l'orifice sur le refroidissement par jets impactants la surface chauffée. Dans d'autres enquêtes, Chaudhari et al. [68] ont amélioré le transfert de chaleur par impact en utilisant un jet synthétique à orifices multiples. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur maximal est de 30% supérieur à celui obtenu avec un jet synthétique à orifice unique classique. Chaudhari et al. [69] ont documenté les performances expérimentales d'un dissipateur thermique en présence de jet synthétique pour un orifice de forme carrée, circulaire et rectangulaire. Le coefficient de transfert de chaleur s'est avéré être environ quatre fois plus élevé en présence d'un dissipateur thermique que celui de la surface nue à la même fréquence d'excitation. L'étude numérique de Jain et al. [70] suggère que les caractéristiques d'écoulement des jets synthétiques sont plus affectées par les changements de paramètres géométriques de l'orifice que par les formes de la cavité.

Pavlova et Amitay [71] ont étudié expérimentalement les effets de la fréquence d'impulsions et de formation des jets synthétiques et du nombre de Reynolds à différentes distances buse-

surface impactée. Il a été constaté que le jet à haute fréquence élimine mieux la chaleur à une distance plus petite entre la buse et la surface, tandis que le jet à basse fréquence s'est révélé efficace à de plus grandes distances d'impact. Zhang et Tan [72] ont analysé l'efficacité d'un jet synthétique entraîné par un actionneur piézoélectrique pour un impact sur une surface chauffée. De plus, la vélocimétrie par image des particules (PIV) et un anémomètre à fil chaud ont été utilisés pour mesurer le champ de vitesses du jet afin de décrire les caractéristiques et la base de données du champ d'écoulement du jet synthétique. Arik [73] a travaillé sur le transfert de chaleur et les aspects acoustiques des jets synthétiques à petites échelles. Le jet synthétique produit un bruit important lorsqu'il est utilisé en particulier avec des actionneurs électromagnétiques. Bien que le jet synthétique ait attiré une grande communauté de chercheurs pour sa capacité à améliorer les transferts de chaleur, très peu d'attention est accordée au bruit qu'il produit dans certains domaines de production. Le bruit de jet rapporté par Arik [18] a été mesuré à 73 dB dans une chambre anéchoïque. Des conceptions de silencieux standards associés aux parois de l'enceinte en plexiglas (le jet étant placé à l'intérieur de l'enceinte) sont proposées pour réduire ce SPL à 30 dB.

I.6 Caractérisation des structures tourbillonnaires

Afin d'étudier les structures tourbillonnaires dans les écoulements, il faut dans un premier temps les repérer pour pouvoir ensuite les étudier et suivre leurs évolutions. Plusieurs scientifiques ont proposé des définitions pour les caractériser. Ces définitions sont plus ou moins robustes, et selon les configurations et les cas traités, certaines sont plus adaptées que d'autres.

I.6.1 Critère de vorticité maximale

La structure cohérente est généralement identifiée grâce à son centre, Strawn et al [74] définissent le centre d'un tourbillon comme étant un maximum local du module de la vorticité. L'analyse par vorticité a été pendant longtemps l'unique technique des posttraitements pour identifier et suivre les tourbillons. En se basant sur les gradients de champ de vitesse, elle présente l'inconvénient majeur de ne pas faire la distinction entre le cisaillement et les tourbillons.

$$\vec{W} = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{u} \quad (9)$$

Avec \vec{u} le vecteur de vitesse en tout point du champ de l'écoulement, et $\vec{\nabla}$ l'opérateur vectoriel nabla.

La vorticité a été introduite par Helmholtz en posant $\vec{\omega} = 2\vec{\Omega}$ où $\vec{\Omega}$ correspond au vecteur tourbillon. Ce vecteur est défini en 2D par :

$$\vec{\Omega} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{u}_z \quad (10)$$

Le centre du tourbillon est identifié comme étant un extrémum local de la fonction de vorticité où la pression est minimale.

I.6.2 Critère Q

Le critère Q proposé par Hunt et al [75], définit les tourbillons comme étant la région où l'écoulement est dominé par le tenseur des rotations. Par conséquent, les structures tourbillonnaires sont identifiées par une représentation des isovaleurs de Q positives alors que leurs centres sont identifiés par les valeurs maximales de Q.

Le critère Q est défini en 2D par :

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (11)$$

Où

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$S = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Ω : Terme des rotations du tenseur des gradients de vitesses

S : Terme du cisaillement du tenseur des gradients de vitesses

Les structures tourbillonnaires sont limitées par les zones correspondant à $Q > 0$. Zones où la rotation domine le cisaillement. Les centres sont identifiés par les valeurs maximales de Q.

I.6.3 Critère λ_2

Le critère λ_2 proposé par Hussain [76] consiste à chercher les valeurs propres du tenseur symétrique du tenseur gradient de vitesse. Les zones à valeurs propres négatives correspondent à des régions à pression minimale locale due au mouvement tourbillonnaire. Ce critère consiste à chercher les valeurs propres du tenseur symétrique $S^2 + \Omega^2$.

En 2D, on peut montrer d'après [34] que :

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad (14)$$

Les zones où les valeurs propres sont négatives ($\lambda_2 < 0$) correspondent à des régions à pression minimale locale due aux mouvements tourbillonnaires. Le centre du tourbillon est identifié par l'extrémum de la fonction λ_2 .

I.6.4 Critère Γ_2

Cette méthode a été développée par Graftieux [77]. Cette technique est capable de localiser le centre et la limite du tourbillon en considérant uniquement la topologie du champ de vitesses indépendamment de son intensité. Ce critère est différent des techniques précédentes basées sur le tenseur de gradient des vitesses.

La fonction scalaire adimensionnelle normalisée Γ_2 est définie en un point fixe P par [78] :

$$\Gamma_2(p) = \frac{1}{S} \int \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge (\overrightarrow{U_m} - \overrightarrow{U_p})) \cdot \overrightarrow{Z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\overrightarrow{U_m} - \overrightarrow{U_p}\|} dS \quad M \in S. \quad (15)$$

S : surface d'intégration occupée par l'éventuel tourbillon

M : un point de l'étendu S

\overrightarrow{Z} : Vecteur normal au plan de mesure

La vitesse locale de convection : $\overrightarrow{U_p} = \left(\frac{1}{S}\right) \int_S U dS$

Un centre de tourbillon obéit à $|\Gamma_2|$ tendant vers la valeur de 1, d'où la nécessité de fixer un seuil de validation. Un point P est considéré comme centre d'un tourbillon si $|\Gamma_2|$ est supérieure au seuil fixé (exemple. 0,85). Un choix judicieux du nombre des couches d'interpolation N (c'est le nombre des nœuds de la surface d'intégration qui entourent le point P) prend également les valeurs 3 à 5 suivant la nature de l'écoulement.

Ismail et al en 2006 [78] ont appliqué ces critères au champ de vitesse déterministe 2D pour tester leurs efficacités, ils ont programmé les différents algorithmes sous Matlab dans le cas d'un champ numérique et ont vérifié les résultats dans le cas d'un champ expérimental.

La Figure I.8 est une représentation graphique des structures tourbillonnaires détectées par ces différents critères [23]. Ils ont remarqué que le critère Q et λ_2 ne détectent pas correctement la frontière de chaque tourbillon. La limite prend la forme d'un losange plutôt que celle d'un rectangle. Ceci s'explique par la sensibilité de ces critères aux zones de cisaillements qui se trouvent sur les bords des structures. Le critère Γ_2 détecte bien les frontières des structures.

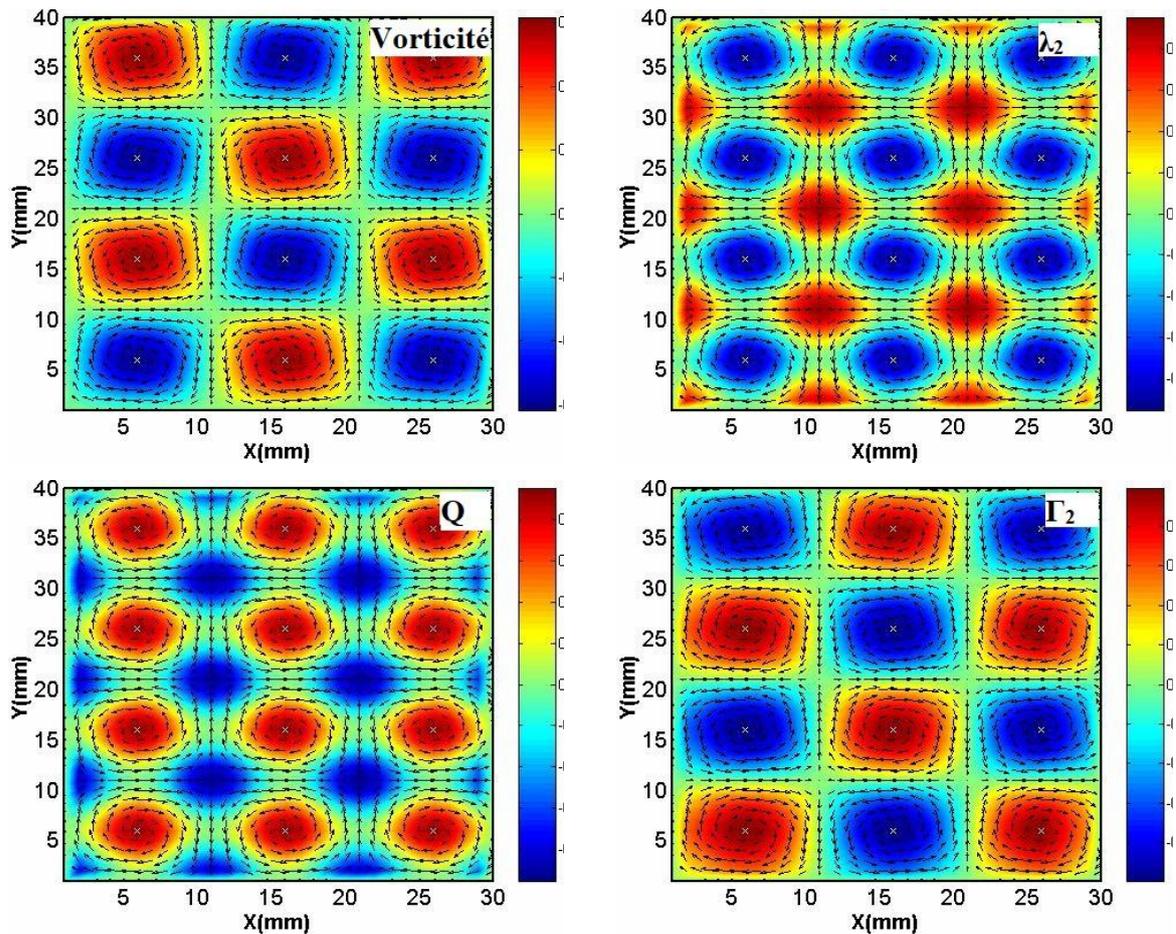


Figure I.8 : Illustration graphique du résultat de l'application de différents critères : Vorticité, λ_2 , Q , Γ_2 [78].

I.7 Acoustique des écoulements

La dynamique de l'écoulement peut également être source de bruit. C'est le transfert d'énergie cinétique turbulente vers le champ acoustique qui aboutit à la création d'une source de bruit d'origine aéro-acoustique. Dans le cas du développement de la turbulence au sein de

l'écoulement, le champ acoustique rayonné, qui s'établit, est représenté par un spectre de type large bande.

L'interaction d'un écoulement avec un obstacle ou une singularité génère un son assez spécifique appelé son auto-entretenu (qui s'entretient par lui-même) [79], comme dans le cas de la flute ou des tuyaux d'orgues.

I.7.1 Bruit d'écoulement

Lorsque l'écoulement heurte une surface pleine ou fendue, il y a une génération de bruits qui gênent les utilisateurs. Ces bruits deviennent intenses lorsque l'écoulement interagit avec cette singularité.

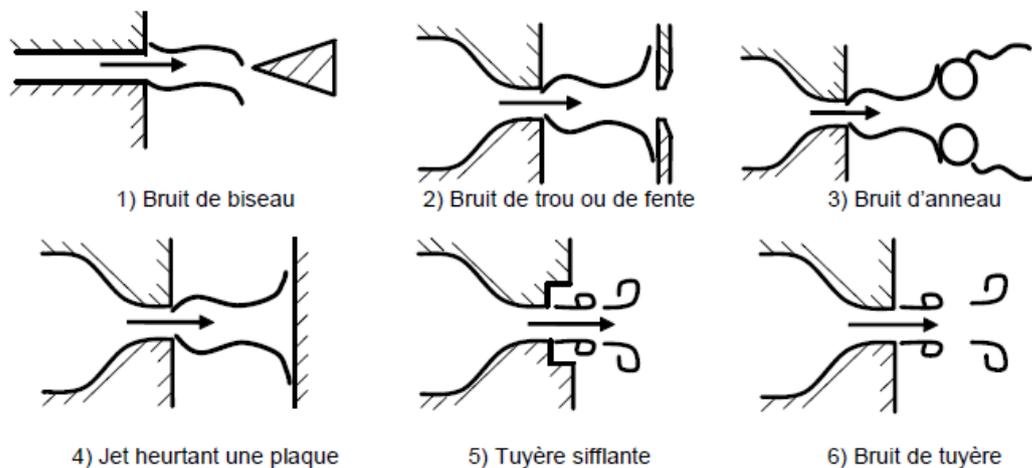


Figure I.9 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus (Blake et Powell [80]).

Concernant les jets confinés heurtant des surfaces fendues, ils se retrouvent dans l'industrie, l'habitat et le transport... Parmi les applications relatives au bâtiment, ces jets impactant sont utilisés dans les systèmes de renouvellement d'air, afin d'améliorer le mélange et la diffusion du flux d'air et d'assurer le confort qui est nécessaire dans les enceintes habitables. Ils permettent aussi de minimiser les consommations d'énergie. Le bruit produit lors de l'écoulement instationnaire est dit 'vortex sound' Figure I.10. Ligthil a découvert la théorie moderne des sons aérodynamiques, afin de mieux comprendre les mécanismes de génération du bruit dans les réacteurs, ce qui était utilisé sur les avions civils [81].

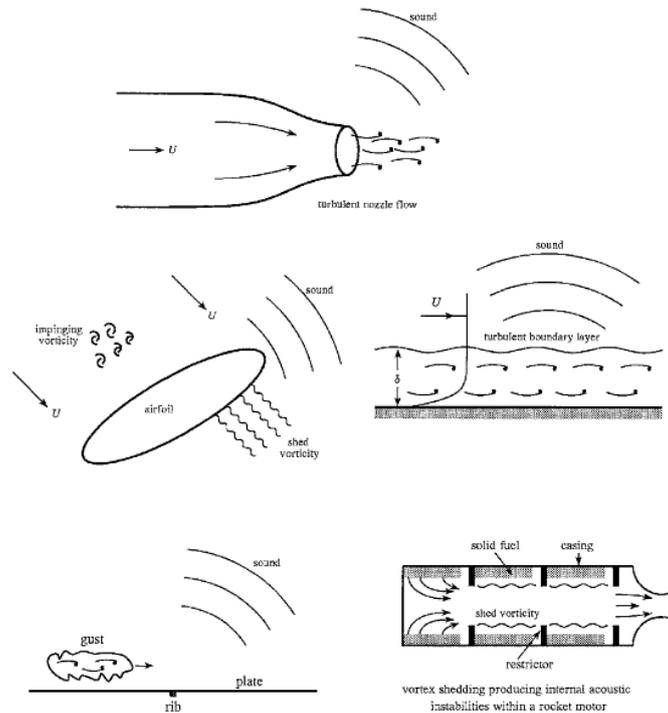


Figure I.10 : Bruit de tourbillons ou "vortex sound" [9].

I.7.2 Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus

Ho et Nasseir ont étudié les fluctuations de pression à de hautes vitesses subsoniques (nombre de Mach < 0.7) et pour des rapports de confinement faibles entre la buse et la surface de l'impact $L/H < 8$. Ils ont découvert l'existence d'une boucle de rétroaction générée par les tourbillons émis avec une fréquence f_0 et qui sont transportés vers la surface de l'obstacle par convection. Leurs arrivées sur la surface produisent des fluctuations de pression avec la même fréquence f_0 qui se propagent en amont de la sortie du convergent. Ces fluctuations de pression perturbent aussi la couche de cisaillement près de la sortie de la buse et y interagissent avec les tourbillons. Cette interaction crée alors à nouveau des tourbillons qui iront à leur tour vers l'obstacle et la boucle de rétroaction se reproduira ainsi (Figure I.11) [82].

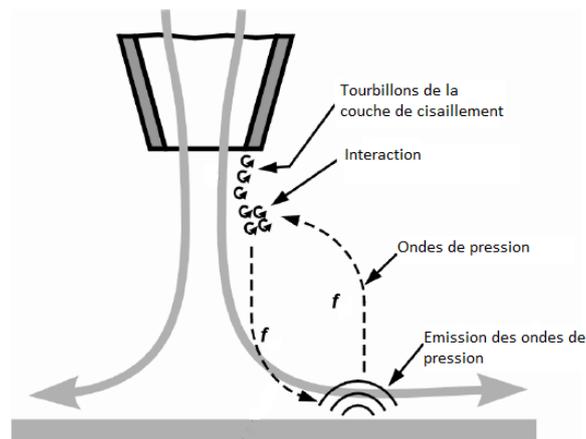


Figure I.11 : Boucle de rétroaction (Vejrazka [12]).

Les nuisances sonores s’amplifient quand la boucle auto-entretenue s’installe dans le jet à cause d’un obstacle présent dans la trajectoire de l’écoulement. Si l’obstacle possède des arêtes vives, ce phénomène s’amplifie et affecte le confort acoustique.

Il y a différentes configurations géométriques (Figure I.9) qui peuvent être à la source des sons auto-entretenus. Ces sons sont caractérisés par un spectre qui contient une fréquence principale et des harmoniques associés à cette fréquence (comme par exemple la Figure I.12).

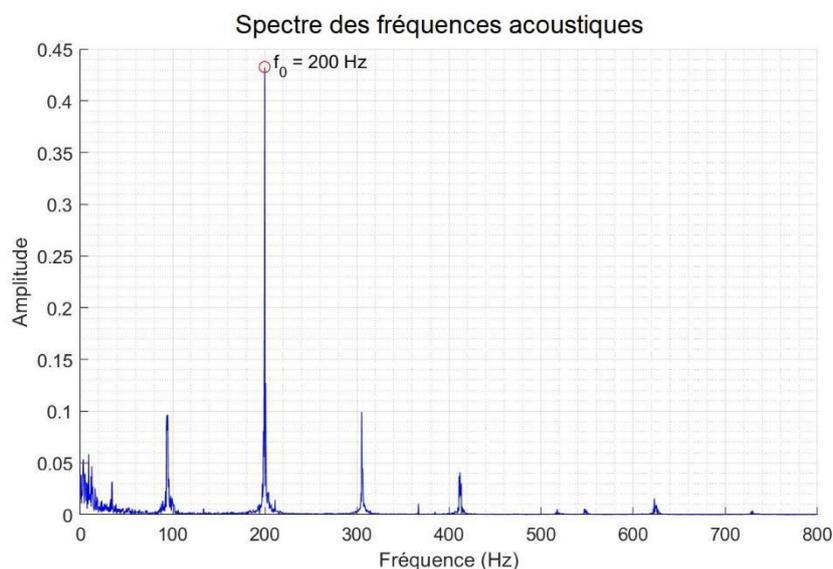


Figure I.12 : Spectre d’un signal acoustique de son auto-entretenu de fréquence la plus énergétique $f_0=200$ Hz [83].

Hirschberg [84] a montré que les instabilités existantes dans la couche de cisaillement du jet jouent le rôle d’un amplificateur et le temps de convection T_c des perturbations le long du jet doit être égal à un multiple de la période acoustique $T_0 = \frac{1}{f_0}$.

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Rienstra et Hirschberg [85] ont proposé pour une vitesse de convection égale à $0.4 \times U_0$, la relation suivante :

$$\frac{f_0 \cdot L}{0.4 \cdot U_0} \approx \frac{T_c}{T_0} \approx N \quad (16)$$

Où L et N représentent respectivement la distance entre la bouche de soufflage et la paroi d'impact et le nombre de tourbillons à un instant donné sur cette distance. Hourigan et al [86], ont proposé que le niveau acoustique devient maximum quand l'onde acoustique et les variations de vorticité sont en opposition de phase au point d'impact des anneaux tourbillonnaires. Et d'après Kook et al [87], ce phénomène est favorisé par des pertes énergétiques par viscosité réduite. Les structures tourbillonnaires perdent leur cohérence, donc se déstructurent et les sons auto-entretenus disparaissent.

Ho et Nosseir (1981) [82] ont proposé une méthode de "pré-blanchiment" qui nous donne les inter-corrélations entre le signal acoustique et les vitesses d'écoulement. Ainsi, ils ont montré l'existence d'une corrélation entre la vitesse transversale (dans la couche de cisaillement du jet) et le champ acoustique émis. De plus cette corrélation ne dépend pas de la position le long de l'axe entre la plaque d'impact et la zone de formation des tourbillons (jet).

Assoum et al. (2013) [9] ont appliqué cette méthode sur des signaux expérimentaux de vitesses et d'acoustique dans un jet plan heurtant une plaque fendue.

Billon et al (2006) [88] ont affirmé que le jet en fonction de sa hauteur (H) et de sa couche de cisaillement (θ) engendrent deux modes d'instabilité qui peuvent être amplifiés et donnent naissance aux sons auto-entretenus. En effet, ce sont les caractéristiques de la bouche de soufflage et la couche de cisaillement qui génèrent l'instabilité de l'écoulement et qui vont interagir avec l'excitation acoustique cr  e au niveau de l'obstacle qui remonte les couches de cisaillement jusqu'à la zone de naissance des tourbillons régis par ces instabilités.

Rayleigh (1896) [89] a mis en évidence la sensibilité des couches de cisaillement aux perturbations sinusoïdales pour toutes les longueurs d'onde.

Howard (1964) [90] a postulé que pour une classe de profils de vitesses, le nombre de modes instables ne peut pas dépasser le nombre des points d'inflexion du profil.

Ainsi, la théorie de la stabilité linéaire a été utilisée par Michalke [91] pour d'écrire la sensibilité d'une couche de cisaillement à profil de vitesse en tangente hyperbolique. Il a montré que ce type de couche de cisaillement est sensible à des perturbations dont la fréquence est proche de sa fréquence naturelle f_n telle que :

$$St_{\theta} = \frac{f_n \cdot \theta}{U_0 \max} \approx 0.016 \quad (17)$$

Où St_{θ} est le nombre de Strouhale (grandeur adimensionnelle) basé sur θ , f_n est la fréquence naturelle de l'écoulement, U_0 est la vitesse au centre de l'écoulement, θ est l'épaisseur de quantité de mouvement.

L'instabilité globale du jet détermine une seconde fréquence sensible f_j liée à l'oscillation globale du jet. Plusieurs études expérimentales ont montré que cette fréquence est tel que :

$$St_j = \frac{f_j \cdot H}{U_0 \max} \approx 0.25 \quad (18)$$

Billon et al. [88] ont étudié les fréquences naturelles de la couche de cisaillement et la fréquence du mode de battement pour un jet plan libre. Par conséquent, la fréquence du mode de battement du jet est une fraction entière de la fréquence du mode des couches de cisaillement, les tourbillons sont produits de façon successive et qualifiée. Il n'existe pas de relation simple entre ces deux modes.

I.7.3 Les bruits de fente

Parmi les paramètres relatifs aux phénomènes de sons auto-entretenus, on peut citer les géométries de l'orifice et de la fente. Aussi, les fréquences émises par le jet en présence d'une paroi munie d'une fente dépendant de la distance de confinement et se manifestant sur une plage de nombres de Reynolds bien déterminée.

Plusieurs chercheurs ont travaillé sur les bruits de fentes et ont fourni différents résultats sur ce sujet :

1. Sondhauss (1854) [92] a mis en évidence une relation entre le nombre de Strouhal relatif à la fréquence émise et la distance entre la sortie du jet et la plaque fendue d'une part et la vitesse du jet d'autre part, tout en restant dans les limites supérieure et inférieure du domaine de vitesses qui correspondent à l'apparition des sons auto-entretenus.
2. Blake et Powell (1986) [80] ont émis l'hypothèse que la fréquence du bruit de fente varierait selon la distance entre l'orifice du jet et l'orifice de la plaque.
3. Chanaud et Powell (1965) [93] ont noté la présence des sons purs et harmoniques en régime laminaire pour des nombres de Reynolds compris entre 1000 et 2500.
4. Ziada (2001) [94] s'est aussi intéressé au bruit de fente couplé à une cavité et a noté dans ses travaux la présence des sons auto-entretenus pour un nombre de Reynolds allant de 3000 à 4000.

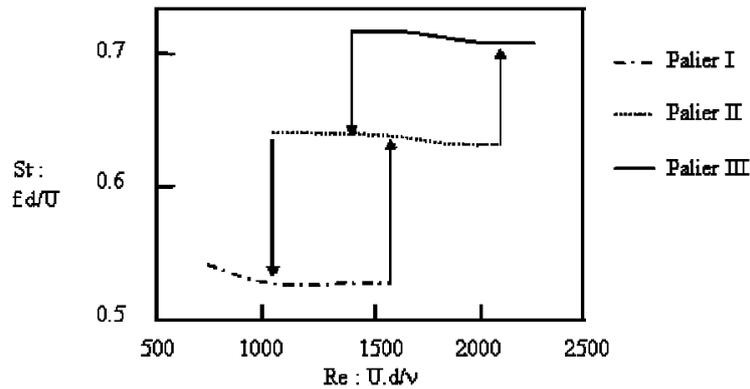


Figure I.13 : Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5$ mm, $U_0 = 7,7$ m/s ; (Matta [95]).

En 1994 Hirschberg et Rienstra [85] ont étudié le nombre de Strouhal, qui caractérise l'évolution du jet en fonction du nombre de Reynolds avec des paliers liés aux modes dynamiques du jet (Figure I.13). Le palier I correspond à la présence d'un seul tourbillon, le palier II à deux tourbillons et le palier III à trois tourbillons.

Les bruits de fontes et les sons auto-entretenus sont également étudiés au sein du laboratoire LaSIE de La Rochelle Université. En 1999, A. Coiret et al [96], ont mis en évidence, expérimentalement, l'existence d'un chemin stable d'une bifurcation turbulente qui a la propriété de réduire le niveau sonore des bruits auto-entretenus dans un écoulement. Ils sont arrivés à réduire le niveau acoustique de 10 à 40 dB (comme on peut voir sur la figure ci-dessous).

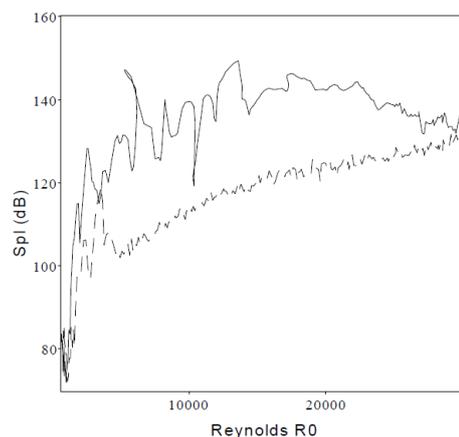


Figure II.14 : Efficacité de la réduction sonore d'après A. Coiret : diaphragmes standards (trait plein) et diaphragmes à fentes totales (traits pointillés) pour $L/D_0=0,33$ [96].

En 2003, A. Billon et al [97], ont analysé l'influence du positionnement de la singularité de la fente (biseau) sur l'apparition et l'intensité des sons auto-entretenus. Ils ont également étudié les corrélations entre la fréquence fondamentale des bruits de fentes générés et les résonances

du conduit d'où débouche le jet. Ils ont trouvé que cette boucle est toujours sous forme indirect quand la singularité de la fente est en face de l'écoulement. Mais quand la singularité de la fente se trouve au dos de la plaque, ils ont trouvé que le chemin de cette boucle est sous forme direct de $Re = 2500$ à $Re = 9500$ (la zone (2) sur la figure ci-dessous), et indirect au-dessus de $Re = 11000$ (les zones 3 et 4 sur la figure ci-dessous).

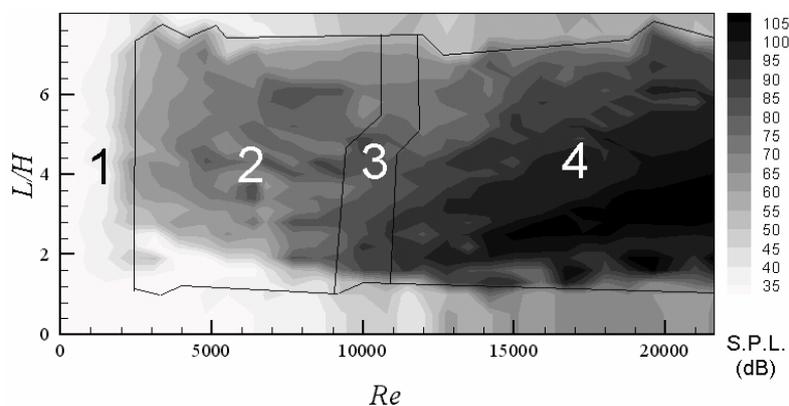


Figure II.15 : Niveaux de pression acoustique (dB) en fonction de L/H et Re ; 1 : bruit de type large bande ; 2 : rétroaction directe ; 3 : transition ; 4 : rétroaction indirecte [97].

En 2006, M. Glessner et al [79] se sont intéressés à la modélisation du son tourbillonnaire (vortex-Sound). Ainsi, ils ont utilisé des sondes à fils chauds pour repérer les structures tourbillonnaires et mesurer leurs fréquences. Subséquemment, ces mesures expérimentales relatives à la convection des tourbillons et leur synchronisation avec le champ acoustique ont été utilisées pour établir une loi d'évolution de la fréquence d'émission de type « Rossiter ».

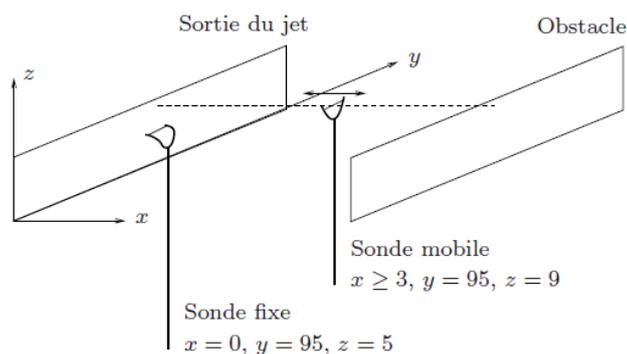


Figure II.16 : Position des sondes pour la mesure de vitesse de convection des tourbillons (dimensions en mm) [79].

En 2013, H. Assoum et al [9], se sont intéressés à la dynamique tourbillonnaire de ces écoulements et aux corrélations qui existent avec les sons autoentretenus générés par l'impact contre la plaque fendue. Ils y ont trouvé des analogies entre la dynamique tourbillonnaire et le

son auto-entretenu. Comme on peut le voir sur la figure ci-dessous, ils ont aussi corrélé l'énergie cinétique turbulente avec le champ acoustique rayonné.

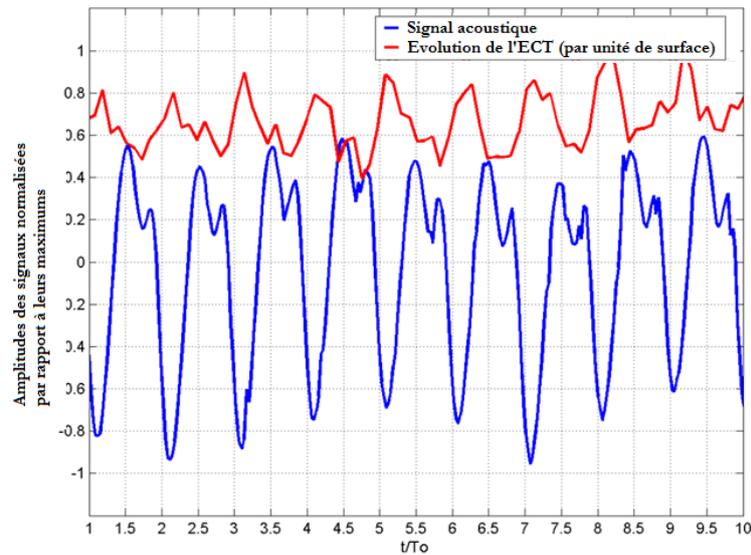


Figure II.17 : Amplitudes normalisées par leurs valeurs maximales du signal acoustique et de l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle par unité de surface pour $L/H=4$ et $Re=5435$ [9].

En 2017, J. Hamdi et al [98], ont travaillé sur les aspects volumiques et l'allègement des bases de données de ces écoulements. Ainsi, ils ont reconstruit un jet volumique à partir de mesures S-PIV réalisées sur plusieurs dizaines de plans parallèles. Ils ont ensuite réalisé des mesures en Tomo-PIV et comparé les résultats avec la reconstruction volumique, où ils ont trouvé une bonne corrélation. Ils ont utilisé le POD pour réduire les bases de données expérimentales.

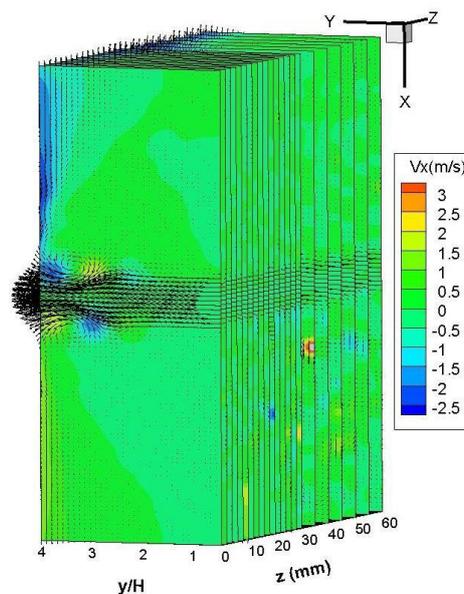


Figure II.18 : Champ de la vitesse transversale pour les 22 plans considérés [98].

Chapitre I : Synthèse bibliographique

En 2020, M. Alkheir et al [83] se sont intéressés au contrôle de ces écoulements en introduisant un dispositif de contrôle (tige cylindrique) dans l'écoulement pour essayer de réduire le niveau acoustique. Ainsi, en mettant ce dispositif en différentes positions, ils ont établi une cartographie mettant en évidence des zones en fonction des résultats obtenus. De la sorte, on peut voir sur la figure ci-dessous, en vert, à l'extérieur, une zone où il n'y a pas d'influence. Une zone en jaune où il y a une légère influence en transformant de bruit aigu en un bruit blanc. Et une zone en bleu où il y a une réduction significative.

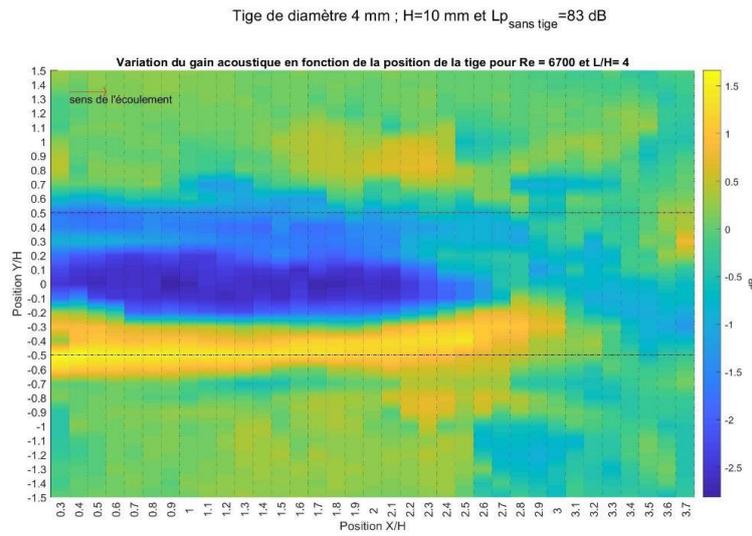


Figure II.19 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re=6700$, un rapport d'impact $L/H=4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre [83].

Chapitre II : Dispositif expérimental

Table des matières

II.1 Introduction	36
II.2 Plateforme expérimentale.....	36
II.2.1 Présentation du dispositif expérimental.....	36
II.2.2 Pilotages des expérimentations et acquisitions des mesures.....	41
II.3 Métrologie relative aux champs cinématiques.....	41
II.3.1 Mesures par vélocimétrie Laser	42
II.3.2 Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV).....	42
II.3.3 La Calibration.....	43
II.3.4 Reconstruction basée sur la calibration 3-d	45
II.3.5 Mise en œuvre	45
II.3.5.1 L'ensemencement	46
II.3.5.2 L'éclairage	47
II.3.5.3 Enregistrements.....	47
II.3.6 Post-traitement et Calcul des champs cinématiques instantanés.....	48
II.4 Acquisitions des champs acoustiques.....	50
II.5 Mesures thermiques.....	51
II.5.1 Les caméras infrarouges	51
II.5.1.1 Technologie des microbolomètres non refroidis.....	52
II.5.1.2 Caractéristiques de la caméra thermique utilisée.....	52
II.5.2 Les Bandes chauffantes	53
II.5.3 Les Thermocouples.....	53
II.5.4 Chauffage et contrôle de la température de la plaque	54
II.6 Le Convergent.....	56
II.6.1 L'ancien convergent	57
II.6.2 Nouveau convergent	59

II.1 Introduction

Les recherches, prospections, études et analyses réalisées au cours de cette thèse sont toutes basées sur des travaux expérimentaux. De ce fait, nous allons d'abord présenter, dans ce chapitre, la plateforme qui a servi à simuler expérimentalement les écoulements étudiés, ainsi que les appareils, matériels, et métrologies spécifiques utilisés pour les différentes acquisitions. On va également décrire les procédures et chaînes de mesures mises en place et programmées pour la synchronisation de certaines d'entre elles.

II.2 Plateforme expérimentale

II.2.1 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour ces travaux de thèse est déployé sur trois espaces distincts :

- Une première partie, située à l'extérieur du bâtiment, et affectée à la génération des flux d'airs destinés à alimenter les écoulements à simuler expérimentalement (Figure II.1).



Figure II.1 : Espace situé à l'extérieur du bâtiment (compresseur, extracteur, climatiseur, ...)

- Un deuxième espace, qui représente le cœur de cette plateforme expérimentale. Et qui est localisé dans une salle isolée au sein du hall expérimentations. Ce deuxième espace est affecté d'une part à la création et au conditionnement de l'écoulement. Et d'autre part aux mesures et aux acquisitions des différents paramètres recherchés (Figure II.2).



Figure II.2 : Salle expérimentale et de métrologies (visualisation des écoulements, acquisitions cinématiques et acoustiques, ...)

- Une troisième salle, dédiée aux pilotages, réglages, enregistrements et stockages. En effet, c'est de cette salle qu'on gère les différentes expérimentations et acquisitions réalisées (Figure II.3).



Figure II.3 : Salle de commandes et de pilotage



Figure II.5 : Hacheur de fréquences

Dans la salle expérimentale, qui est une salle isolée au sein de cette plateforme expérimentale, se trouve la deuxième partie de ce dispositif expérimental. Ainsi, Les flux d'air créés par le compresseur, à l'extérieur du bâtiment, traversent une chambre d'amortissement de 1 m^3 [3] qui comprend trois tissus métalliques. Ils pénètrent ensuite dans un tube de section rectangulaire [4] qui fait 1250 mm de longueur et qui a une section rectangulaire de $200 \times 90 \text{ mm}^2$. Ce tube est également équipé de nids d'abeilles destinés à réduire la turbulence et est prolongé par un convergent [5] qui d'un part sert à réduire encore le taux de turbulence de l'écoulement et d'autre part d'obtenir un jet plan de hauteur $H=10\text{mm}$ et de largeur 200 mm.

Le jet ainsi créé débouche dans la salle d'expérimentation et heurte une plaque en aluminium [6] d'épaisseur 4 mm, munie d'une fente biseautée à 45° (la partie biseautée de la fente est dirigée vers l'aval) de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celui-ci. La forme de la plaque installée est carrée de 250 mm de côté.

L'isolation de cette salle expérimentale, qu'on peut voir sur la Figure II.6, a été réalisée pour deux raisons. La première découle directement des obligations relatives à la sécurité laser étant donné que nous utilisons des métrologies fonctionnant grâce à des rayonnements laser de fortes puissances. La deuxième raison résulte du fait que parmi les investigations expérimentales que nous réalisons figurent les acquisitions des champs acoustiques générés et rayonnés par les jets impactants étudiés. Ainsi, on se devait de se prémunir des pollutions induites par les bruits externes.

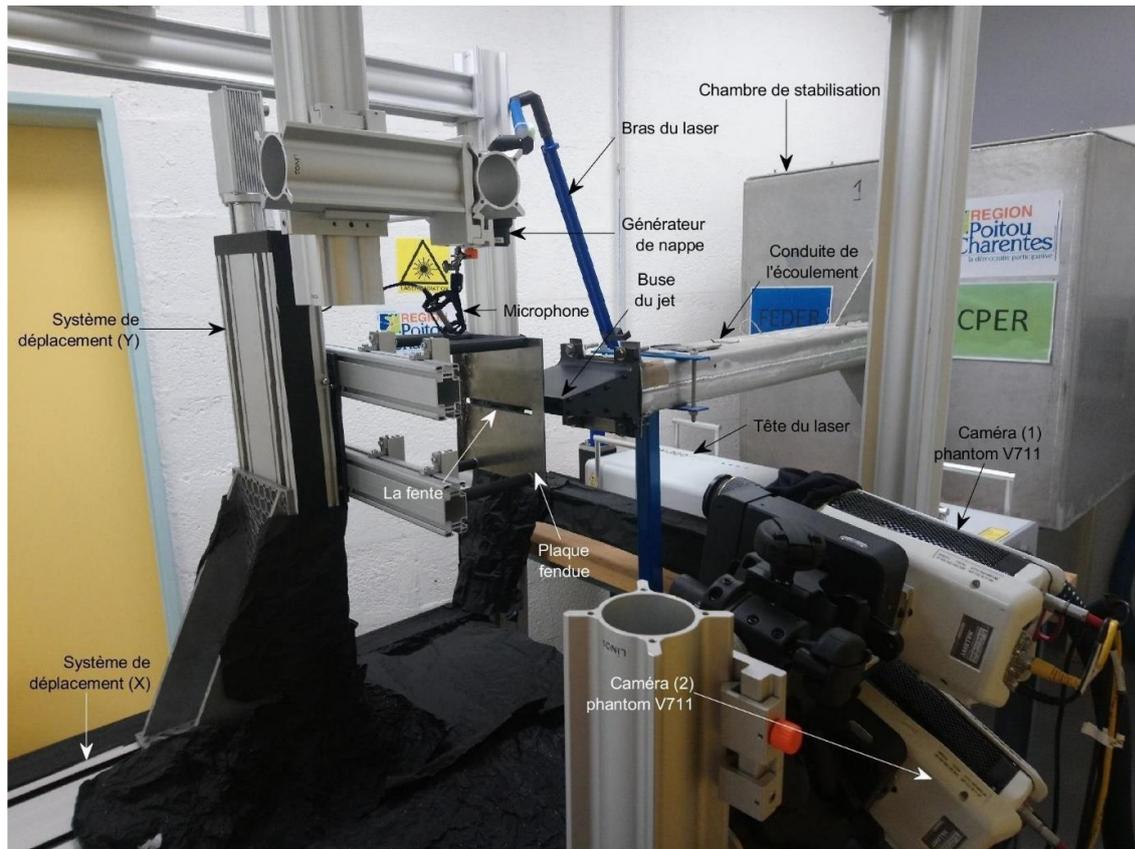


Figure II.6 : Salle expérimentale isolée et équipée de métrologies spécifiques

La distance d'impact entre la bouche de soufflage et la surface de la plaque est notée L , et elle est réglée à l'aide d'un système de déplacements motorisé contrôlé à partir de la salle de pilotage. On utilisera dans la suite de l'exposé la distance adimensionnel L/H .

On fixe l'origine du système de coordonnées au centre de la bouche de soufflage (Figure II.7). L'axe Y est confondu avec celui du jet initial soufflé par la buse à la sortie du convergent. L'axe X indique la direction transversale, verticale, suivant l'épaisseur du jet. Tandis que l'axe Z est dirigé transversalement au jet suivant sa largeur.

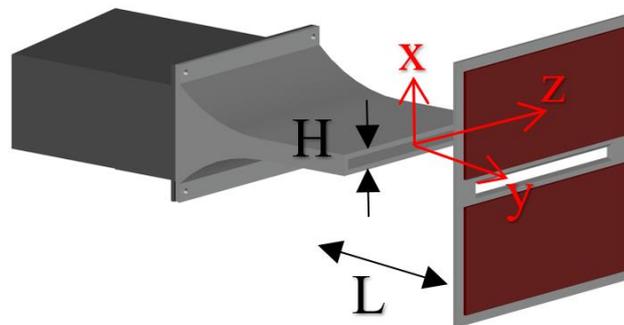


Figure II.7 : Système d'axe utilisé et rapport d'impact

II.2.2 Pilotages des expérimentations et acquisitions des mesures

Ce dispositif expérimental est dirigé à partir de la salle de commandes. C'est donc de cet espace que les expérimentateurs ajustent les écoulements à simuler et les acquisitions des expérimentations (Figure II.3). Ainsi, on peut y trouver tous les dispositifs de commandes, de contrôle, de synchronisation, d'acquisitions et de stockages de données (résultats de mesures). En effet, c'est de cet espace que :

- Les écoulements étudiés sont pilotés en ajustant les vitesses de soufflage (à l'aide du hacheur de fréquences) et en adaptant les nombres de Reynolds expérimentés (grâce à la régulation en température)
- Les paramètres du jet impactant sont réglés (par un logiciel de commande des moteurs pas à pas des systèmes de déplacements qui règlent les distances d'impacts)
- Les métrologies spécifiques sont gérées et synchronisées entre elles (puissance laser, densité d'ensemencement, démarrages et arrêts respectifs des appareils des mesures, échantillonnage, temps d'acquisition, ...)
- Les résultats des mesures sont relevés à l'aide de centrales d'acquisitions dynamiques (Figure II.8), traités avec des programmes ou des logiciels spécifiques implantés sur de puissantes stations de calcul, puis stockés.



Figure II.8 : Centrale d'acquisition dynamique

II.3 Métrologie relative aux champs cinématiques

Différentes métrologies spécifiques ont été utilisées dans cette thèse. On peut les classer en trois catégories. Une métrologie pour mesurer les champs cinématiques des écoulements étudiés par vélocimétrie Laser, une métrologie relative aux mesures thermiques et une métrologie dédiée aux mesures des champs acoustiques appréhendés.

II.3.1 Mesures par vélocimétrie Laser

La Vélocimétrie par Images de Particules a été utilisée dans cette thèse pour accéder aux champs cinématiques des écoulements étudiés, visualiser la dynamique des structures tourbillonnaires, et analyser leurs caractéristiques ainsi que leurs corrélations avec d'autres phénomènes scrutés. Cette technique est basée sur l'acquisition des champs particulaires après ensemencement de l'écoulement et une estimation de leurs déplacements au cours d'un laps de temps contrôlé par l'opérateur. On distingue plusieurs méthodes PIV. Selon le nombre de composantes de vitesses mesurées lors de l'acquisition des données : PIV, SPIV et Tomo-PIV. En effet pour la PIV, on utilise une seule caméra pour obtenir des résultats 2D-2C. Pour la SPIV, on utilise deux caméras avec un angle d'inclinaison pour obtenir des résultats 2D-3C. Et pour la Tomo-PIV, on utilise au moins trois caméras et un générateur de volume pour obtenir des résultats 3D-3C.

La vélocimétrie par images de particules est une technique d'imagerie qui consiste à enregistrer des images de la lumière diffusée par des particules ensemencées dans l'écoulement à étudier et éclairées par un ou plusieurs lasers à des instants successifs avec un court intervalle Δt . Pour les travaux réalisés lors de cette thèse, c'est la technique S-PIV qui a été utilisée.

II.3.2 Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV)

La Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV), est une technique de mesure particulière de la PIV qui permet de déterminer les trois composantes de la vitesse (3C) sur le plan de mesure (2D). Généralement la stéréoscopie nécessite l'utilisation de deux caméras et de Scheimpflug et une nappe laser de quelques millimètres d'épaisseur.

La SPIV est divisée en deux types : la configuration de type translation (système latéral) et un type rotation (système angulaire). La place des axes des caméras joue un rôle très important pour ces types. Pour un système de translation, ils sont situés parallèlement l'un et l'autre tout en restant perpendiculaires au plan laser (plan objet). Pour un système de type rotationnel (oblique), les axes des caméras ne sont plus parallèles, mais ils sont mis en rotation de telle sorte que les deux axes coupent le plan laser comme montré sur la Figure II.9. Et pour permettre une plus grande précision avec la composante δz , on augmente l'angle θ à des valeurs beaucoup plus importantes sans influencer sur la performance de la lentille.

Sur la Figure II.9, le plan image doit être en outre mis en rotation par rapport au plan de la lentille d'un angle α , ce qui permet d'être les trois plans (le plan d'objet, le plan d'image et le

plan de lentille) se croisent sur une même ligne. Ce phénomène est classé sous le nom de condition de Scheimpflug.

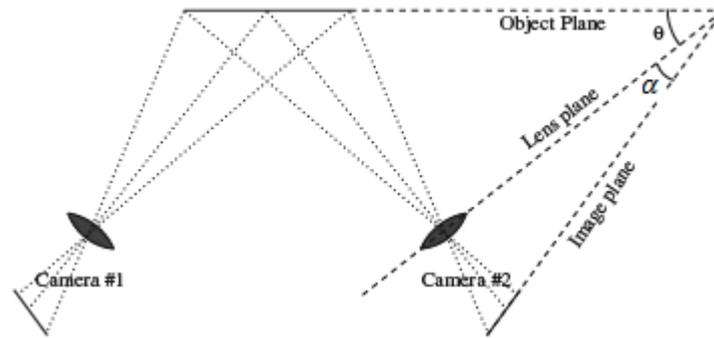


Figure II.9 : Système SIV angulaire avec arrangement de Scheimpflug

Dans cette étude, on a mis les caméras du même côté de la nappe laser l'une au-dessus et l'autre avec des axes obliques et un arrangement de Scheimpflug. Le dispositif de Scheimpflug sert à résoudre le problème de la netteté. Cette méthode est proposée en 1904 par Theodore Scheimpflug pour corriger les distorsions obtenues dans les images des caméras lorsque l'axe de la caméra n'était pas perpendiculaire au plan de l'objet. Le problème de netteté est proportionnel à la profondeur de champ δz . En 1991, Adrian a proposé l'équation de la profondeur de champ δz :

$$\delta z = 4(1 + M^{-1})^2 f^{\#2} \lambda \quad (19)$$

Où M est le facteur de grandissement de l'image, $f^{\#}$ est le nombre d'ouverture de l'objectif de la caméra et λ la longueur d'onde du rayonnement utilisé. Ainsi, on obtient une bonne netteté sur la zone d'étude si le nombre d'ouverture du diaphragme est relativement faible. En diminuant l'ouverture des diaphragmes, on va réduire l'intensité lumineuse reçue par les capteurs pour effectuer des bonnes mesures PIV. Pour cette raison, on propose la nouvelle technique, appelée arrangement de Scheimpflug qui consiste à effectuer au capteur CCD une rotation d'angle α . Cette rotation est importante pour assurer que les trois plans (objet, image et lentille) soient sécants.

II.3.3 La Calibration

La technique stéréoscopie est basée sur le concept de capter des couples d'images puis les enregistrements à l'aide de deux caméras présentant des inclinaisons différentes. Par la méthode de l'inter-corrélation on doit traiter chaque couplet séparément afin d'obtenir les champs de

vitesse bidimensionnel. Et à la fin une reconstruction est indispensable pour obtenir le champ de vitesse tridimensionnel. Cette reconstruction est basée sur la projection des vecteurs vitesse du plan image sur le plan objet. On peut la faire par plusieurs méthodes soit par des méthodes géométriques ou bien en basant sur la calibration une reconstruction basée sur une calibration 3-d qui a des étapes se résument ainsi :

1. Placer la mire tridimensionnelle (Figure II.10, Figure II.15) dans le plan objet
2. Enregistrer des images de la mire à l'aide des caméras
3. Détermination de la fonction de mapping entre le plan image et le plan physique
4. Enlever la mire de calibration
5. Prendre à nouveau des images des particules
6. Inverser le mapping obtenu par calibration pour chaque point (x,y) on obtient $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$.



Figure II.10 : 3-D mire de calibration

Dans cette thèse, on a utilisé une mire de calibration tridimensionnelle à deux faces. Et quand on capte une image de la mire de n'importe quel côté. Le logiciel Davis peut distinguer les deux côtés de la mire et son orientation par ce qu'il trouve les marques sur la mire de calibration par détection de marque automatisée. Et il relie les repères images issus de chaque caméra au repère physique réel. Cette calibration est basée sur la détermination de la matrice du maillage tridimensionnel de l'espace de chaque caméra et à une approche polynomiale du second ordre en z et du troisième ordre en x et y pour chacune de deux caméras sur le plan de la mire. Il suffit de comparer les points de la mire détectés sur les capteurs avec la projection des points pour savoir si la calibration est bonne ou non. Et pour bon résultats de calibration, l'écart type doit être de l'ordre 0.1 pixel. Ensuite, Pour calibrer les caméras (dans le cas SPIV), on applique la méthode d'auto-calibration qu'elle est un outil unique pour corriger même les grands désalignements entre le plan de calibration (la mire) et la nappe laser avec les images de particules enregistrées elles-mêmes utilisées pour calculer ces désalignements. La fonction de

cartographie est corrigée en conséquence et les images enregistrées sont évaluées. La méthode d'auto-calibration est une fonction standard du logiciel stéréo-PIV de LaVision Davis. Alors, grâce à cette méthode on élimine l'erreur de calibration et toutes les positions de numérisation sont calibrées en même temps.

II.3.4 Reconstruction basée sur la calibration 3-d

La reconstruction consiste à combiner les déplacements de chaque plan d'image vers un plan objet pour obtenir les données tridimensionnelles qui sont calculées par le logiciel Davis 10 de la société LaVision. À chaque caméra indépendante, on obtient des champs de vecteurs bidimensionnels par une inter-corrélation (PIV classique). Puis la troisième composante de la vitesse est calculée par la reconstruction stéréoscopique et ces étapes sont présentées dans la Figure II.11. Cette reconstruction est proposée en 1997 par Soloff et la calibration mesure deux plans simultanément grâce à la mire de calibration tridimensionnelle. La fonction qui relie le plan objet tridimensionnel x et le plan image bidimensionnel X , appelée fonction de mapping, s'écrit sous forme suivante pour chaque caméra :

$$X = F(x) \quad (20)$$

Soloff (1997) et Prasad (2000) ont déterminé une approximation polynomiale de troisième ordre en x et y et de deuxième ordre en z pour trouver F .

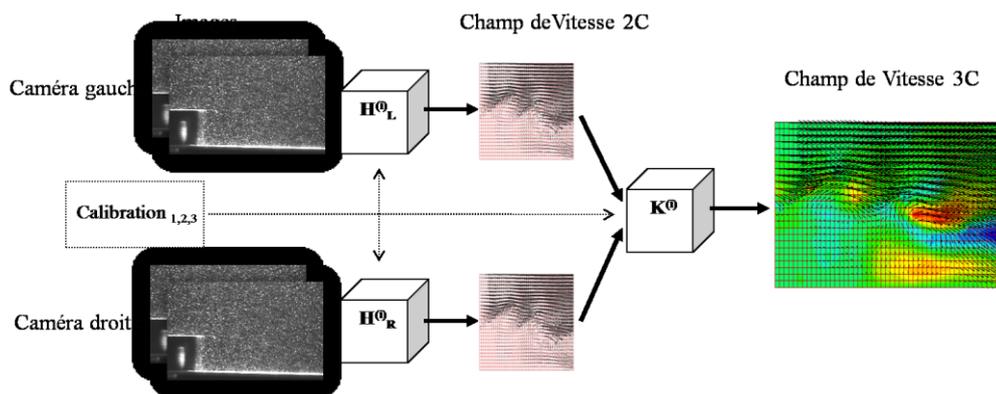


Figure II.11 : Principe de vélocimétrie par imagerie de particules (reconstruction) stéréoscopique (SPIV)

II.3.5 Mise en œuvre

Les techniques PIV 2D-2C ou PIV 2D-3C (SPIV) sont basées sur le même principe. La nappe laser illumine les particules d'huile d'olive dans le jet. La lumière diffusée par les

particules permet le calcul des champs instantanés de vitesses. Dans le cas de la SPIV, la lumière diffusée est enregistrée simultanément par les capteurs des caméras munies de l'arrangement de Scheimpflug entre le plan image, le plan objet et le plan de la lentille. Ensuite la vitesse tridimensionnelle de l'écoulement est calculée avec le logiciel Davis 10.

La mise en œuvre d'une telle technique de mesure repose sur trois étapes avant le post-traitement et le calcul des champs cinématiques instantanés. Celles-ci sont exposées dans les sous-paragraphes ci-dessous.

II.3.5.1 L'ensemencement

La première étape de la PIV consiste à ensemercer le fluide avec des particules soigneusement choisies appelées traceurs et qui sont mélangées avec le fluide de l'écoulement bien en amont de la buse de soufflage (dans la chambre d'amortissement pour notre dispositif expérimental). Ces particules, en plus de la diffusion de lumière qui leur est imposée, doivent vérifier les critères de la mécanique de suspension pour éviter de perturber l'écoulement et afin de bien suivre les gradients de vitesse de l'écoulement. On utilise le processus d'ensemencement parce que la technique PIV consiste en premier lieu à recueillir la lumière diffusée par ces traceurs adéquatement choisis. Selon les expérimentations menées, on peut utiliser des microbilles de SiO_2 , des aérosols à base d'eau, des microgouttelettes d'huile, des microbilles de verre creuses, des poudres d'aluminium ...

Pour cette thèse, on a choisi des microgouttelettes d'huile d'olive comme moyen d'ensemencement de nos écoulements d'air. La Figure II.12 montre le générateur utilisé, . C'est un atomiseur huile/air « Laskin Nozzle » commercialisé par LaVision qui atteint une pression maximale de travail de 6 bar. Le diamètre des particules de l'huile d'olive varie, selon la pression choisie, entre 0.1 et 1 μm .



Figure II.12 : Générateur de particules d'huile d'olive

II.3.5.2 L'éclairage

Le plan de l'écoulement à étudier doit être matérialisé par une nappe lumineuse à l'aide d'un laser de forte intensité et pulsé. Pour nos expériences la source laser utilisée est un laser de type Nd : YLF LDY 304-PIV de la marque Litron à deux têtes de 30mJ par pulse à 1KHz avec une longueur d'onde 527nm (voir la Figure II.13 a). Et pour acheminer les faisceaux laser à partir des têtes laser jusqu'à la verticale du plan à éclairer on a utilisé un bras laser de 1800 mm commercialisé par « LaVision » (voir la Figure II.13 b). Enfin, pour obtenir une nappe laser on installe à la sortie du bras laser un dispositif optique qui transforme le faisceau laser en plan laser (voir la Figure II.13 c).

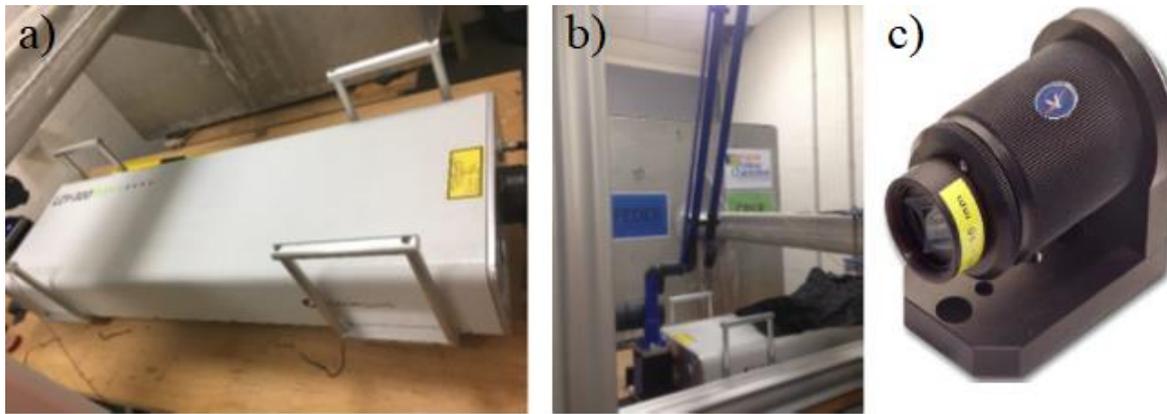


Figure II.13 : a) Tête du laser à deux cavités: LDY-304-PIV, b) bras laser, c) générateur de plan

II.3.5.3 Enregistrements

L'enregistrement consiste à imprimer sur des matrices la lumière saisie par les capteurs des caméras et issue de la diffusion particulaire. En effet, la lumière reçue par les particules ensemencées dans le fluide lors des pulses laser est diffusées dans toutes les directions, et recueillie par les capteurs des caméras. Les moyens d'enregistrements des images sont numériques en utilisant des capteurs de type CMOS (complementary metal oxide semiconductors) ou CCD (Charged Coupled Device). Et grâce à la caméra rapide CMOS ou CCd, il suffit de prendre deux images de ces particules à deux instants successifs (t_1 et $t_1 + \Delta t$) synchronisés à ceux du laser. Et grâce au déplacement des particules entre les deux images successives, on peut calculer la vitesse en différents points de l'écoulement étudié (voir la Figure II.14).

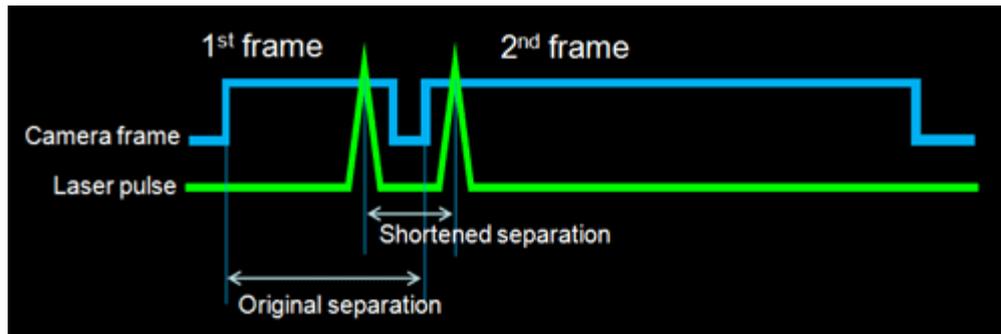


Figure II.14 : Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les ouvertures des caméras

Pour les travaux de cette thèse, on a utilisé des caméras Phantom V711 avec des capteurs CMOS de résolution 1280×800 (Figure II.15), on peut atteindre en pleine résolution (1 mégapixel) une fréquence maximale de 7530 images par seconde. Et à 680000 images par seconde à des résolutions réduites ou à 1400000 images par seconde dans le cas de l'option FAST ou rapide.



Figure II.15 : Caméra Phantom V711 et leurs Scheimpflugs

II.3.6 Post-traitement et Calcul des champs cinématiques instantanés

Le système PIV est géré par le logiciel Davis développé par la société LaVISION et implanté sur un puissant ordinateur de pilotage. Ce logiciel permet de commander les différents réglages et d'enregistrer les images de PIV. Après qu'on capte par les caméras la zone éclairée par la nappe laser. On traite les informations sur le support d'enregistrement, numérique. La Figure II.16 montre l'exploitation de deux images successives et est divisée en un certain nombre d'images (fenêtres). La technique de Vélocimétrie par imagerie consiste à calculer le déplacement grâce à des algorithmes d'inter corrélation d'images. L'inter-corrélation est calculée entre les deux mêmes images correspondant aux deux instants successifs. Le pic obtenu de l'inter-corrélation représente le déplacement des particules dans la fenêtre d'étude.

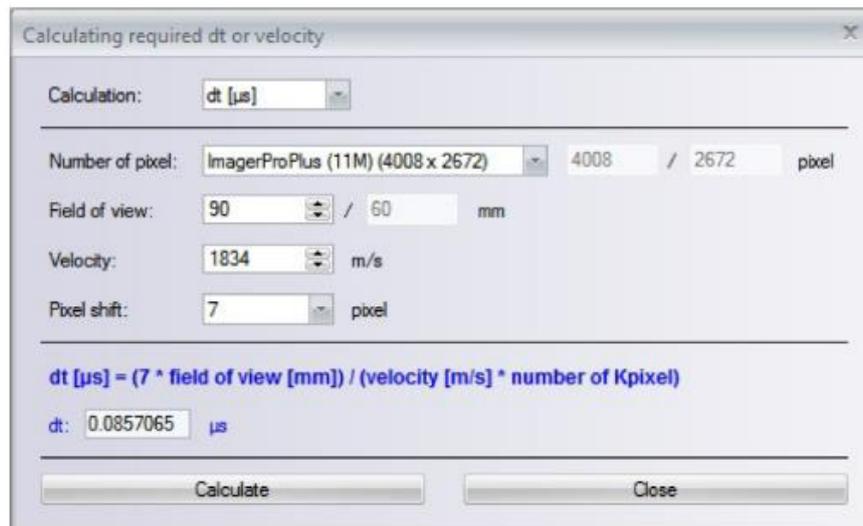
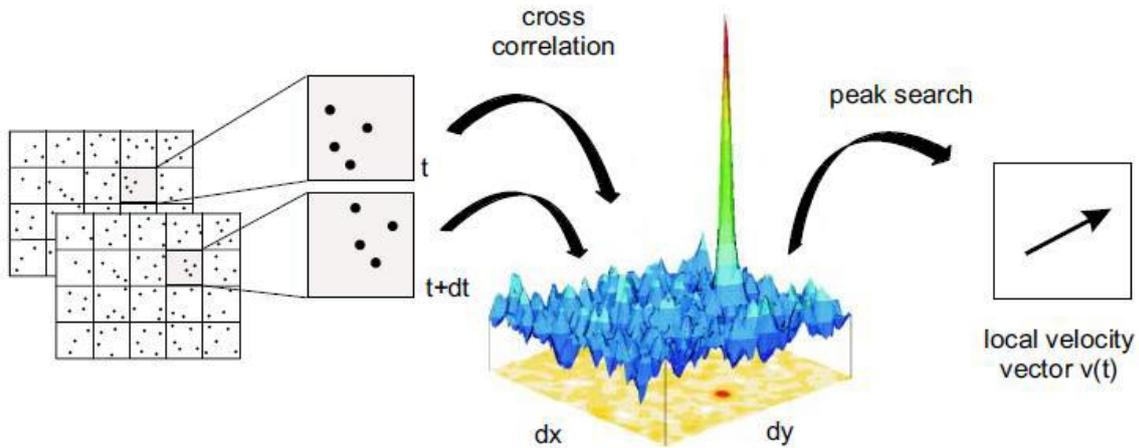


Figure II.16 : Évaluation des mesures PIV par calcul d'inter-corrélations, et détermination dt à partir de Davis

L'intervalle de temps Δt entre deux pulses laser est déterminé par l'expérimentateur et à partir du pic de corrélation, on détermine le déplacement des particules Δd . Alors on déduit la vitesse de déplacement selon l'équation suivant :

$$V = \frac{\Delta d}{\Delta t} \quad (21)$$

Le logiciel Davis nous permet de déterminer l'intervalle de temps entre deux pulses successifs pour une vitesse donnée (la vitesse moyenne attendue dans l'écoulement). Ainsi, on peut ajuster ce paramètre en fonction des attentes.

II.4 Acquisitions des champs acoustiques

Les champs acoustiques rayonnés ont été enregistrés à l'aide de différents microphones placés loin des perturbations aérodynamiques (Figure II.17). Dans cette étude, on utilise le signal enregistré par des microphones de type B&K Free-Field $\frac{1}{2}$ type 4189 dont la sensibilité est comprise entre 6 Hz et 20 kHz. Ces microphones sont reliés à une carte d'acquisition National Instruments NI PXI-4496. Qui elle-même est montée sur une centrale d'acquisition dynamique NI PXIe-1073 de National Instruments. Et pour convertir les signaux du microphone en signaux numériques et les enregistrer. La fréquence d'acquisition des pressions acoustiques est de 15 kHz. Pour les acquisitions de cette étude on discrétise le champ acoustique à 3 KHz (pendant 0.2s). Les fréquences maximales dans les champs acoustiques appréhendés sont de l'ordre de 310 Hz. Ainsi, il apparait que la fréquence d'acquisition 3 KHz est largement suffisante. En effet, cela satisfait à la condition donnée par le théorème de Shannon qui stipule que pour éviter des problèmes de repliement il faudrait que la fréquence d'acquisition soit au moins 2 fois plus grande que la plus importante fréquence au sein du champ mesure.



Figure II.17 : Le microphone

La centrale d'acquisition set comme un synchroniseur entre les signaux des pulses laser et le signal acoustique. L'acquisition des données est réalisée à l'aide du logiciel LabVIEW de la société NI National Instruments qui est un outil complet pour effectuer des mesures et leur traitement en temps réel (analyse fréquentielle, statistique, etc..).

II.5 Mesures thermiques

Cette partie décrit un dispositif expérimental spécialement conçu, développé et installé pour cette thèse. Il est destiné à chauffer la plaque heurtée par le jet, contrôler la montée en température, contrôler et synchroniser les mesures avec les autres acquisitions (dynamiques et acoustiques) et de piloter l'ensemble avec une interface unique.

Ce dispositif expérimental sert aux acquisitions thermo-acoustiques pour analyser les effets de la température de la plaque sur le champ acoustique rayonné. Et également pour étudier l'influence de ce chauffage sur la cinématique de l'écoulement et sur la dynamique tourbillonnaire.

Ainsi, plusieurs matériels seront décrits aussi bien que leurs utilisations. On peut citer, les bandes chauffantes, les caméras infrarouges, les thermocouples ...

II.5.1 Les caméras infrarouges

L'intensité du rayonnement est enregistrée par une caméra thermique dans la partie infrarouge du spectre électromagnétique pour convertir en image visible. Ce rayonnement n'est pas détectable par l'œil humain. En général, il existe dans la zone de lumière invisible c.à.d. entre le visible et les micro-ondes. Il couvre une partie du spectre électromagnétique d'environ 900 à 14000 nanomètres (Figure II.18).

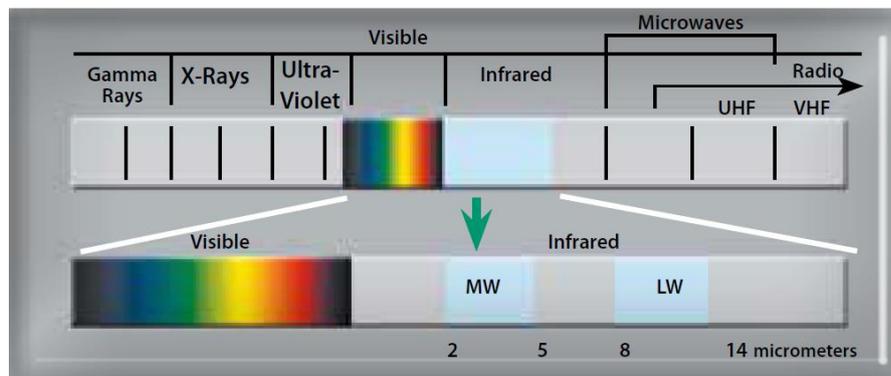


Figure II.18 : Le spectre électromagnétique.

La chaleur est une source principale du rayonnement infrarouge. Tout corps dont la température est supérieure à zéro absolue (-273 °C ou 0 °K) produit une énergie infrarouge dont la quantité de rayonnement augmente avec la température. Cette énergie est provoquée par le mouvement des molécules. Ce mouvement dépend de la température de l'objet et peut générer du rayonnement électromagnétique. Les caméras thermiques ont été utilisées pendant de

nombreuses années par les scientifiques. Elles sont des outils puissants et permettent de détecter les rayonnements infrarouges émis par un objet. Ces rayonnements varient en fonction de la température de celui-ci pour produire à la fin des images de radiation de chaleur invisible.

II.5.1.1 Technologie des microbolomètres non refroidis

Un microbolomètre non refroidi est constitué de « microponts » thermiquement isolés avec un matériau sensible à la température sur le dessus. L'oxyde de vanadium (Oxygène-Vanadium), le silicium amorphe (a-Si) ou le silicium-germanium (Poly-SiGe) conviennent comme matériaux sensibles à la température. Les microponts sont appliqués directement sur les surfaces du circuit par des moyennes micromécaniques. Comme les microponts absorbant l'infrarouge sont isolés thermiquement du reste du capteur, l'énergie IR absorbée par chaque pixel n'est pas affectée par l'énergie du reste du capteur. Cela augmente la fidélité de l'image.

II.5.1.2 Caractéristiques de la caméra thermique utilisée

La caméra thermique qui sera utilisée dans nos travaux est une caméra Gobi-640-GigE de marque Xenics, avec un capteur d'une résolution spatiale de 640 x 480 pixels (Figure II.19).

Les caméras microbolométriques Xenics utilisent cette technologie de micropont, car elle permet la construction de supports de contact. Ils offrent un compromis optimal entre une bonne conductivité, une bonne lecture des pixels et un faible contact thermique, ce qui évite les pertes thermiques du rayonnement absorbé.

Cette caméra offre des fréquences d'acquisitions et d'enregistrements d'images allant jusqu'à 50 Hz et peut être calibrée pour la thermographie.



Figure II.19 : La caméra thermique Gobi-640-GigE

Chapitre II : Dispositif expérimental

La caméra Gobi de Xenics comporte des microbolomètres intelligents, économiques et non refroidis de sensibilité allant de 8 à 14 μm . Avec un boîtier très compact, une excellente qualité d'image, une haute résolution thermique (0,050 $^{\circ}\text{C}$) et un contrôle de qualité thermique précis.

Avec le logiciel Xeneth, toutes les fonctions de la caméra peuvent être optimisées en fonction du contexte de l'application, y compris quatre modes d'affichage différents.

- Capteur : microbolomètre non refroidi (a-Si) avec fonctionnement en réseau > 99%, (rolling shutter)
- Résolution : 640 x 480 px.
- Fréquence d'image : jusqu'à 50 Hz (plein capteur).
- Sensibilité : de 8 à 14 μm .
- Fonctions : correction de non-uniformité par DSP, différents modes de gain, haute résistance aux chocs et aux vibrations.
- Interface : GigE Vision.

II.5.2 Les Bandes chauffantes

Afin de chauffer et de contrôler la température de la plaque fendue heurtée par le jet, nous avons utilisé des bandes autocollantes et chauffantes électriquement de types Omega-Lux (SRMU020409-P 2.5 watts/in SQ RECTANGULAR H). La puissance maximale fournie par une bande est de 90 w. On colle les bandes chauffantes ($23 \times 10.5 \text{ cm}^2$) derrière la plaque fendue, l'une au-dessus et l'autre en-dessous de la fente (voir Figure II.20). La gestion et le contrôle du chauffage se fait grâce à une alimentation spécifique (présentée ci-dessous) et une interface sur LabVIEW.

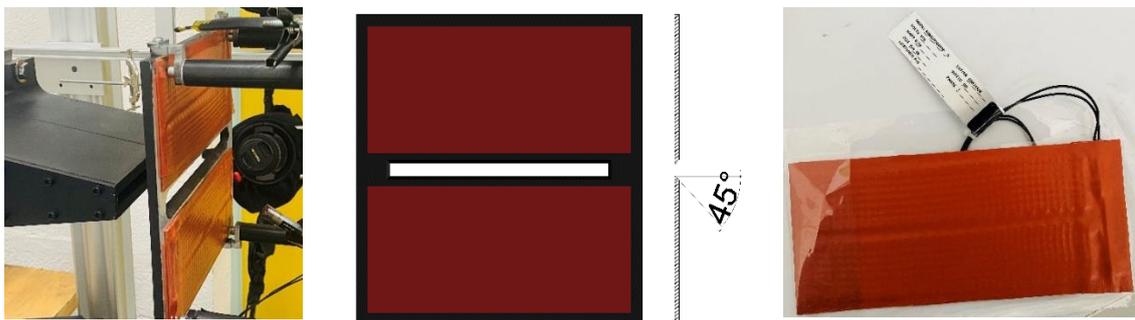


Figure II.20 : Les bandes chauffantes collées sur la plaque fendue

II.5.3 Les Thermocouples

Les thermocouples utilisés dans cette étude sont de type K (Figure II.21). Il s'agit d'un des thermocouples les plus utilisés. Ils comportent une première jonction (positive) en Chromel

(alliage nickel + chrome) et une deuxième (négative) en Alumel (alliage nickel + aluminium (5%) + silicium). La jonction produit une tension proportionnelle à la différence de température entre la jonction thermocouple (T_h) et la température de la jonction froide (T_c).

La plage des températures mesurées pour un thermocouple de type K va de -200 °C à $+1300\text{ °C}$. La sensibilité typique est de $42\text{ }\mu\text{V}/\text{°C}$. Le temps de réponse est de l'ordre de la milliseconde étant donné la très faible inertie thermique. Ces thermocouples sont bien adaptés à la mesure de températures de surfaces.

Une campagne d'étalonnages des thermocouples que nous avons utilisé pour ces travaux de thèses a d'abord eu lieu. Pour cela, une étuve certifiée a été utilisée. Les thermocouples sont placés dans l'étuve à une température de consigne et on relève la tension délivrée par ces thermocouples. Ainsi, pour différentes températures, les courbes d'étalonnages sont établies. Pour nos thermocouples et dans la plage de mesure [0 °C - 100 °C], ce sont des droites (voir figures ci-dessous).

La gestion des thermocouples et l'acquisition des résultats sont faites grâce au logiciel LabVIEW avec la carte d'acquisition NI PXIe-6224 de National Instruments montée sur une centrale d'acquisition dynamique National Instruments NI PXIe-1073.

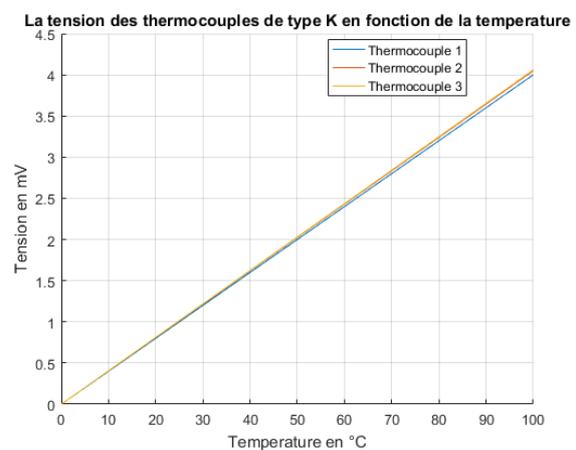


Figure II.21 : Un thermocouple de type K et les courbes d'étalonnage de nos thermocouples

II.5.4 Chauffage et contrôle de la température de la plaque

Pour mesurer les températures aux différents points de la surface de la plaque fendue, on fixe la caméra thermique en face de la plaque comme c'est indiqué sur la Figure II.26. On chauffe la plaque avec les bandes chauffantes par une alimentation AC/DC (1U models Asterion series) de California Instruments (Figure II.22).

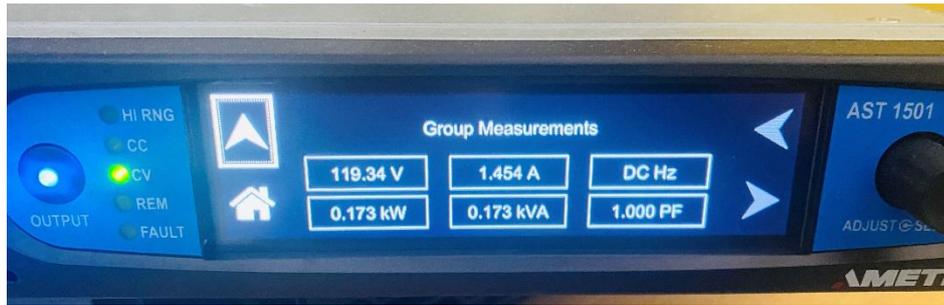


Figure II.22 : Alimentation AC/DC (IU models Asterion series)

On contrôle la puissance de chauffage (puissance de l'alimentation) par la génération d'impulsions en utilisant le logiciel LabVIEW avec la carte de génération NI PXIe-6738 de National Instruments montée sur une centrale d'acquisition dynamique National Instruments NI PXIe-1073 (Figure II.23).



Figure II.23 : Centrale d'acquisition et carte de génération de signal

Grâce au logiciel Xeneth qui est spécifique à la caméra Xenics, on règle le champ couvert par la caméra comme on peut le voir sur la Figure II.24. On a ainsi accès à différents paramètres : l'histogramme de fréquences, la température locale dans une zone, Ce logiciel nous permet également de se concentrer sur une zone de notre choix, plus ou moins large, ou sur un pixel particulier, de moyenner des acquisitions, de faire des statistiques, de déterminer une température seuil, ...

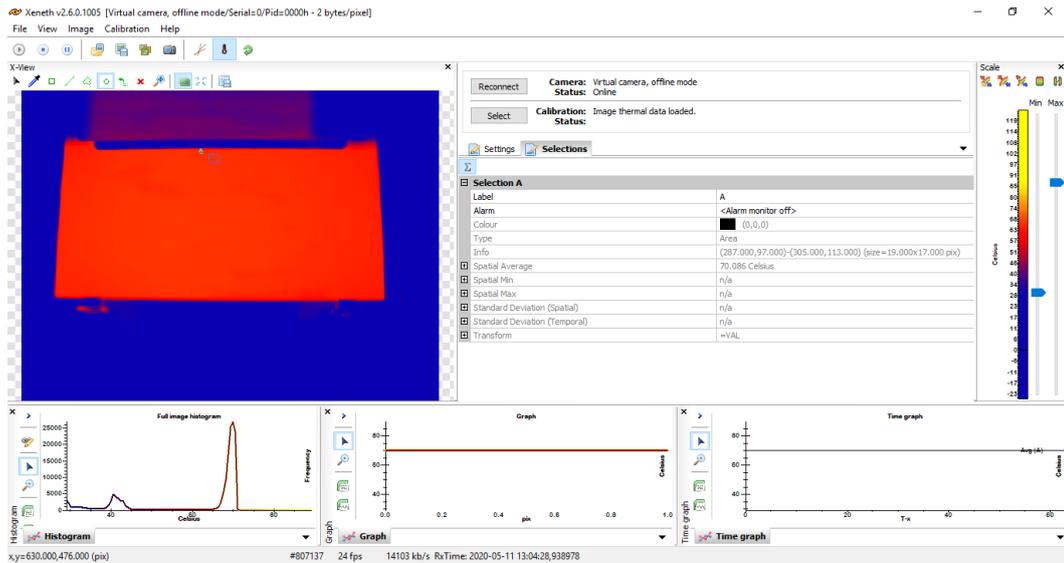


Figure II.24 : Une capture de l'écran du logiciel Xeneth

La calibration de cette caméra est faite en adaptant les bonnes valeurs de l'émissivité du support, afin d'ajuster les valeurs données par la caméra thermique avec celles fournies par les thermocouples collés à la surface de cette plaque. Rappelons qu'on a utilisé des thermocouples qui avaient déjà été étalonnés dans une étuve. Pour les mesures de températures de plaques réalisées au cours de cette thèse, la température de la plaque a été moyennée dans le temps et dans l'espace. Vu la forte inertie thermique de la plaque, la température de celle-ci, au cours des mesures dont la durée est d'une seconde, est uniforme et reste constante au centre de la plaque. Ainsi, une moyenne spatiale sur un rectangle au centre de la plaque, et temporelle avec une fréquence de 50 Hz est réalisée. (Voir la figure ci-dessous).

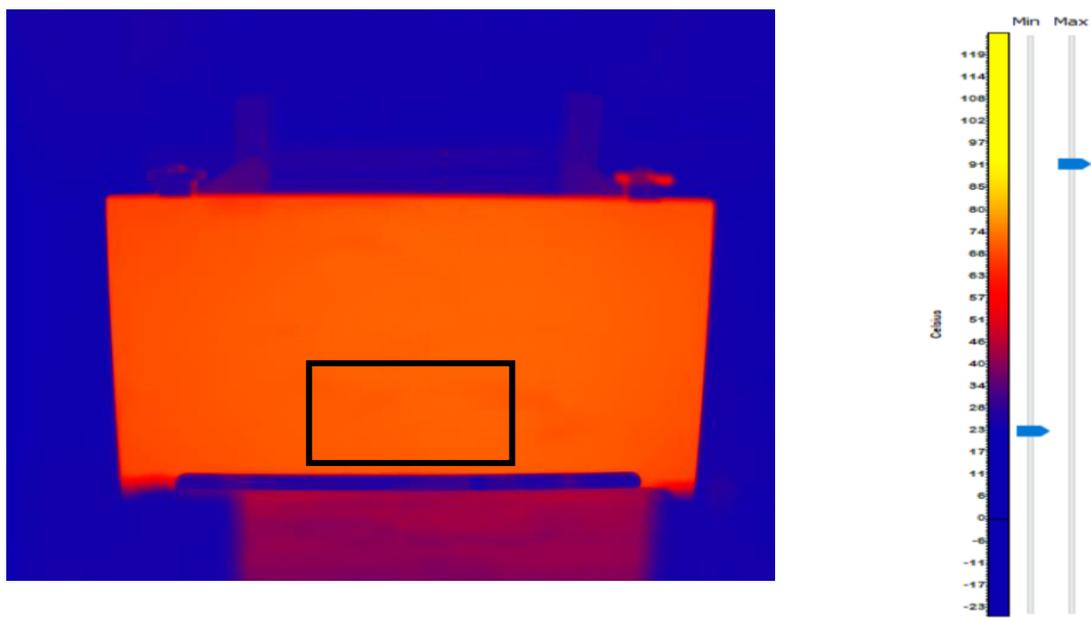


Figure II.25 : La partie supérieure de la plaque chaude

II.6 Le Convergent

Les besoins relatifs à la présente étude nécessitent le positionnement d'une caméra infrarouge en face de la surface balayée par l'écoulement pariétal généré par le jet impactant (Figure II.26). Or, le dispositif expérimental existant ne permet pas cela. De ce fait, il a fallu, d'abord, fabriquer un nouveau convergent.

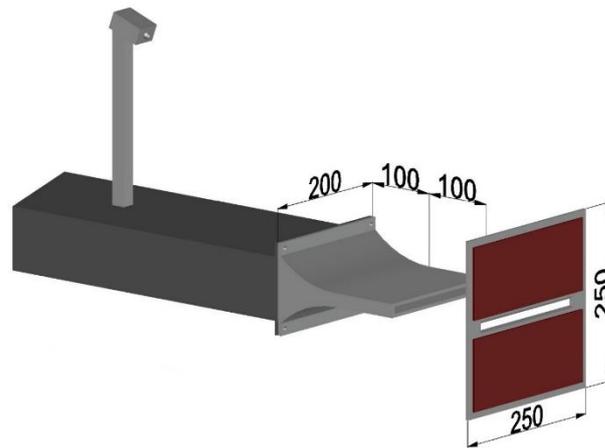


Figure II.26 : Une partie du dispositif expérimental qui montre la position de la caméra infrarouge

II.6.1 L'ancien convergent

Les flux d'air qui constituent le jet arrivent par un tube en aluminium comme on l'avait expliqué précédemment. Il est suivi d'un convergent (voir la Figure II.29) qui fait passer la hauteur de la section rectangulaire de 90 mm à 10 mm, qui est la hauteur du jet plan exploité à la sortie du convergent. Le convergent fait 200 mm de long. Il s'étend sur une longueur de 110 mm à section variable. Puis continue à une hauteur constante de 10 mm sur les 90 mm restants (Figure II.28). Le convergent initialement présent sur le dispositif expérimental se termine par des plaques de confinement (Figure II.27). Ce confinement transversal empêche l'installation d'une caméra thermique pour mesurer les températures sur la surface de la plaque heurtée par le jet. Ainsi, nous avons dû concevoir, fabriquer, et installer un nouveau convergent.

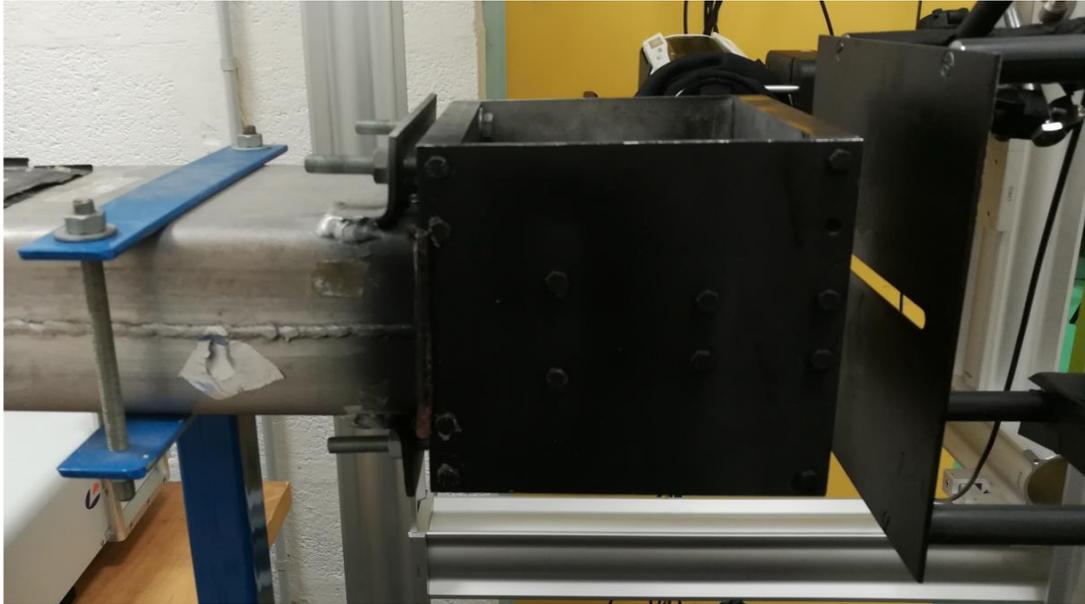


Figure II.27 : Un ancien convergent

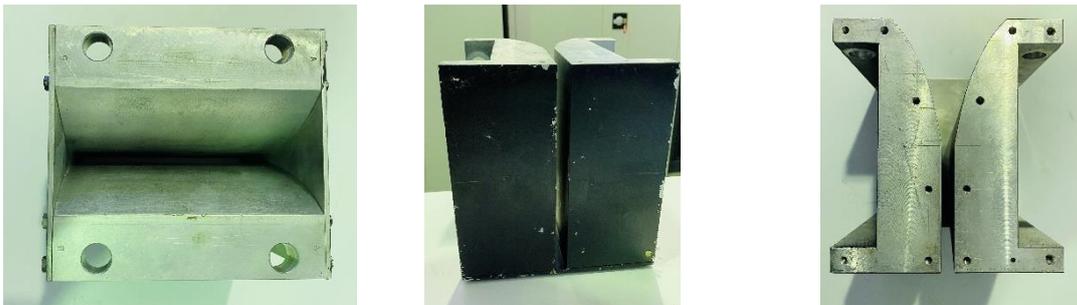


Figure II.28 : Différentes vue de l'ancien convergent

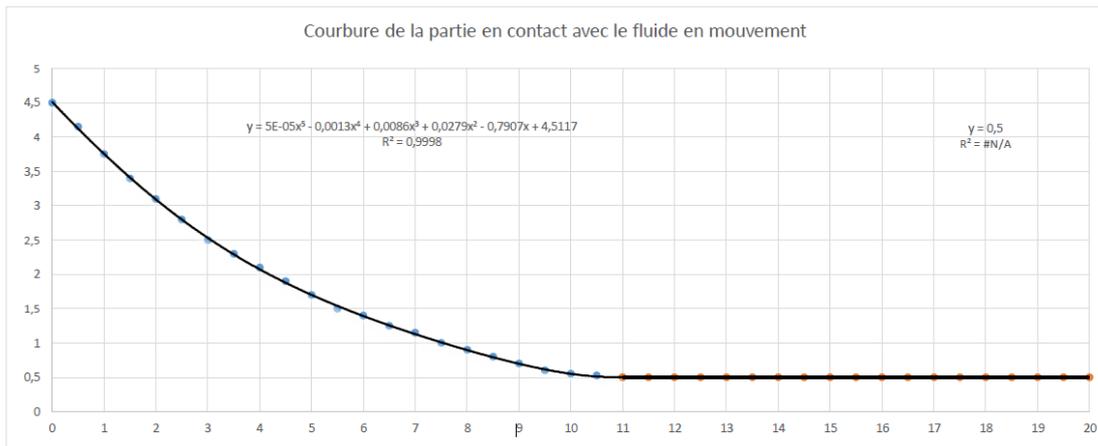


Figure II.29 : Forme de l'ancien convergent

II.6.2 Nouveau convergent

Afin de pouvoir placer une caméra thermique en face de la surface balayée par l'écoulement pariétal, nous avons dû dessiner et modéliser un nouveau convergent, avec la même courbure à l'intérieur, mais moins encombrant à l'extérieur. Ainsi, nous avons commencé par supprimer les plaques de confinement et affiner la forme externe de la buse de soufflage.

Après avoir numérisé ce nouveau convergent, nous l'avons d'abord réalisé sur une imprimante 3D (Figure II.30) pour vérifier qu'il répond bien au cahier des charges. Le convergent a ensuite été usiné sur une machine à commandes numériques (Figure II.31).



Figure II.30 : Une maquette du nouveau convergent

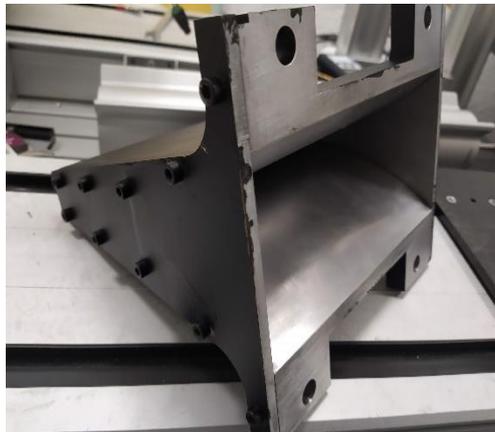


Figure II.31 : Un nouveau convergent

Chapitre III : Analyse des champs Acoustiques rayonnés par le jet impactant et examen des évolutions thermo-acoustiques

Table des matières

III.1 Introduction.....	61
III.2 Paramètres d'influence et procédure d'analyse.....	61
III.2.1 Nombre de Reynolds de référence	61
III.2.2 Acquisition et traitement des fluctuations de pressions acoustiques.....	62
III.2.3 Calcul des niveaux acoustiques.....	63
III.2.4 Analyse des fréquences présentes dans le signal acoustique	64
III.2.5 Analyse du bruit blanc au sein du signal acoustique	66
III.3 Évolution du signal acoustique en fonction du nombre de Reynolds	67
III.4 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue à température ambiante et pour $Re = 3723$	72
III. 4. 1 Suivi temporel des fréquences	72
III. 4. 2 Spectres fréquentiels.....	73
III.5 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue chauffée pour $Re = 3723$.....	73
III.5.1. Gestion de la procédure de chauffage de la plaque fendue	74
III.5.2. Niveaux acoustiques rayonnés en fonction de la température	74
III.5.3. Suivi fréquentiel en fonction de la température de la plaque	76
III.5.4. Spectres fréquentiels en fonction de la température de la plaque	77
III.5.5. Évolution des amplitudes fréquentielles en fonction de la température de la plaque chauffée	79
III.6 Conclusion	81

III.1 Introduction

Le son de fente présenté dans la partie bibliographique fait partie de la famille des sons auto entretenus et ses corrélations avec la dynamique tourbillonnaire des écoulements impliqués dans ce phénomène sont très importantes. En effet, lorsqu'un phénomène de son auto-entretenu s'établit, la fréquence de l'onde acoustique générée est corrélée aux manifestations relatives à la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement (détachements, impacts, déformations, ...). Les signaux de vitesse et de pression sont donc corrélés à la même fréquence fondamentale du son émis, ce qui engendre à cette fréquence un pic de corrélation entre ces deux quantités.

Les investigations menées dans cette thèse, intègrent un autre paramètre : la température de la plaque fendue impactée par le jet. En conséquence, afin d'analyser l'influence de ce nouveau paramètre sur le champ acoustique rayonné autour de cette plaque lorsqu'elle est heurtée par le jet, on a procédé au chauffage de celle-ci à l'aide des deux bandes chauffantes, présentées dans le chapitre précédent. Les champs de températures sur la plaque sont relevés grâce à la caméra thermique présentée également dans le chapitre décrivant le dispositif expérimental.

Ainsi, dans le présent chapitre nous allons présenter les acquisitions et les analyses relatives aux champs acoustiques rayonnés, d'abord sans échauffement de la plaque heurtée par le jet, pendant 1 min. Et ensuite, les acquisitions réalisées pendant l'échauffement de la plaque sur une durée de deux heures.

III.2 Paramètres d'influence et procédure d'analyse

III.2.1 Nombre de Reynolds de référence

Dans la présente étude, on a fait évoluer la vitesse de soufflage du jet V_0 afin de balayer toute la gamme des nombres de Reynolds visée. V_0 est la composante axiale de la vitesse à la sortie de la buse de soufflage : $\vec{V}_{\text{soufflage}} = (0, V_0, 0)_{(x, y, z)}$. La distance d'impact entre la buse de soufflage et la plaque heurtée est $L = 40$ mm. Le paramètre adimensionnel qui lui est associé est $L/H=4$, où $H=10$ mm représente la hauteur de la fente de soufflage. Ainsi, le nombre de Reynolds pris comme référence pour identifier un régime de soufflage est celui qui se situe à la bouche de soufflage. Il est défini par :

$$Re = \frac{V_0 \times H}{\nu} \quad (22)$$

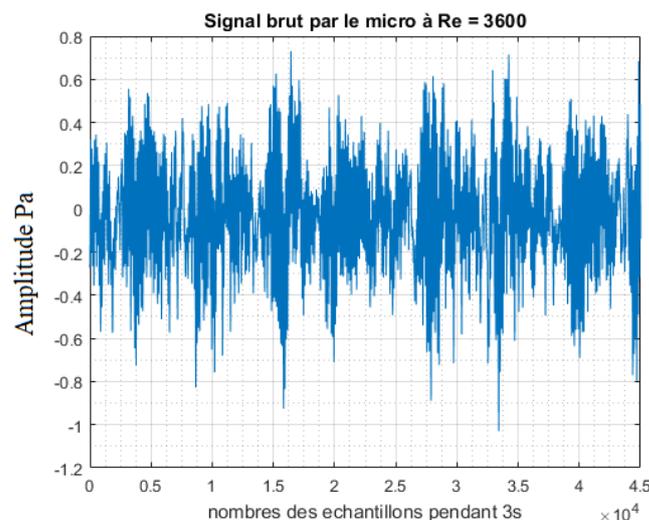
III.2.2 Acquisition et traitement des fluctuations de pressions acoustiques

Afin d'appréhender les champs acoustiques, générés par le jet impactant la plaque fendue, nous avons utilisé, comme indiqué dans le chapitre précédent, des microphones de type B&K qui ont été placés derrière la plaque fendue, à l'abri des flux d'air. La fréquence d'échantillonnage choisie est de 15 KHz. Et chaque mesure dure 3 secondes.

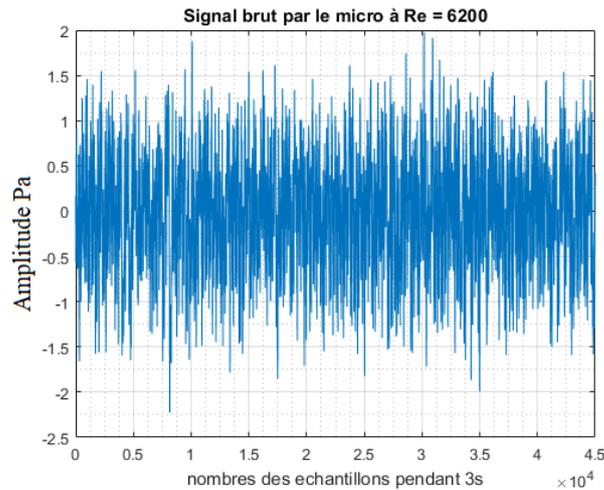
Ainsi, nous avons procédé à ces acquisitions pour chaque couple (rapport d'impact ; nombre de Reynolds) considéré. On peut observer deux exemples de ces acquisitions sur les Figures III.1 et Figures III.2, ci-dessous. Le premier concerne un rapport d'impact de 4 et un nombre de Reynolds de 3600. Et le deuxième un rapport d'impact de 4 et un nombre de Reynolds de 6200. Ces signaux seront traités pour analyser et caractériser les champs acoustiques relatifs à chaque régime d'écoulement. D'abord en calculant les niveaux de pression acoustique pour chaque valeur du nombre de Reynolds. Puis en analysant les fréquences relatives.

En effet, les niveaux de pression acoustiques ne sont pas suffisants pour répondre à des critères de confort acoustique. Il arrive que des niveaux de pressions acoustiques modérés avec des fréquences aigues soient moins bien supportés que des niveaux de pressions acoustiques plus hauts mais avec des fréquences moins agressives pour l'oreille humaine.

Le calcul de chaque grandeur (niveaux de pression acoustique, spectres de fréquences, ...) est expliqué dans les sous-paragraphes qui suivent.



Figures III.1 : Fluctuations des pressions acoustiques pour $L/H = 4$ et $Re = 3600$



Figures III.2 : Fluctuations des pressions acoustiques pour $L/H = 4$ et $Re = 6200$

III.2.3 Calcul des niveaux acoustiques

Les fluctuations de pression acoustique générées par le jet impactant sont mesurées grâce aux microphones disposés autour du dispositif expérimental.

Le microphone principal, de type B&K Free-Field ½ type 4189 et dont la sensibilité est comprise entre 6 Hz et 20 kHz, est placé à 2 cm derrière la plaque loin des perturbations aérodynamiques.

Après avoir mesuré les pressions acoustiques, les niveaux de pressions acoustiques L_p ont été calculés comme suite :

$$L_p = 10 \log\left(\frac{P_{\text{eff}}^2}{P_0^2}\right) = 20 \log\left(\frac{P_{\text{eff}}}{P_0}\right) \quad (23)$$

L_p est le niveau acoustique en dB

P_{eff} est la pression acoustique efficace en Pa,

P_0 est la pression acoustique de référence (seuil de perception) = 2×10^{-5} Pa,

La pression efficace acoustique dans le cas d'un signal acoustique non sinusoïdal est donnée :

$$P_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{t_i} \int_{t-t_i}^t P^2(t) \cdot dt} \quad (24)$$

Mais cette relation dans le cas d'un signal discrétisé prend la forme suivante :

$$P_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N p_n^2} \quad (25)$$

Et en réalisant ce traitement à chaque signal mesuré on peut tracer l'évolution de ces niveaux de pressions acoustiques en fonction du nombre de Reynolds comme on peut voir un exemple sur la Figure III.3. Ces courbes, associées à celles des fréquences présentes dans le spectre, nous permettent par la suite de détecter la présence de boucles de sons auto-entretenus, et d'analyser les régimes d'écoulements qui leurs sont associés.

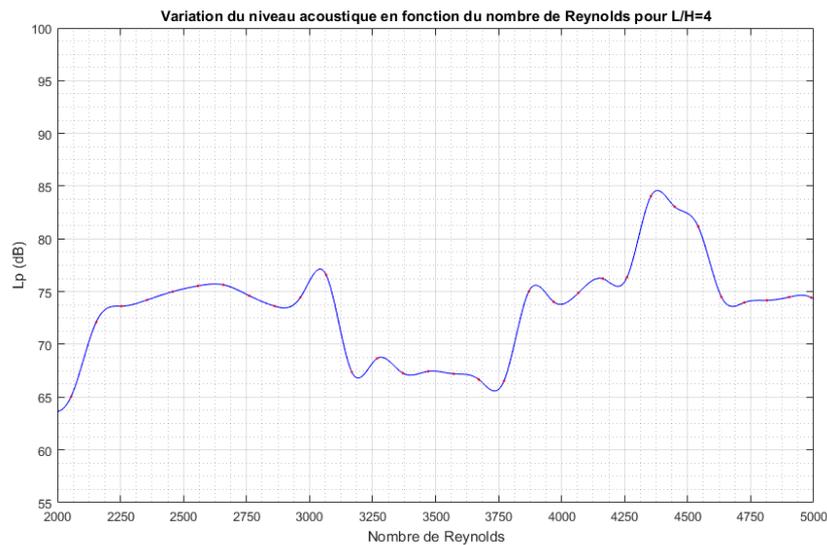


Figure III.3 : Évolution des niveaux de pressions acoustiques en fonction du nombre de Reynolds

III.2.4 Analyse des fréquences présentes dans le signal acoustique

Les niveaux acoustiques, seuls, ne suffisent pas à caractériser les nuisances sonores. Pour un même niveau sonore des fréquences aiguës ou graves ne produiraient pas les mêmes gênes auditives. De ce fait, une analyse fréquentielle s'impose.

La fréquence d'échantillonnage choisie ($f_e = 15$ KHz) nous permet de bien reconstruire le signal mesuré en retrouvant les fréquences qui le composent, car elle respecte le théorème de Shannon qui exige que la fréquence d'échantillonnage soit au minimum égal au double de la fréquence du phénomène appréhendé. En effet, dans notre étude, et pour les nombres de Reynolds étudiés, les fréquences acoustiques appréhendées ne dépassent pas 400 Hz.

Pour la détermination de la fréquence acoustique, on a appliqué la transformée de Fourier discrète. Ainsi, on obtient un échantillonnage aux fréquences $2\pi KNT$ par la relation suivante sur l'intervalle de temps $[0, (N-1) T]$:

$$\hat{F}\left(\frac{2\pi k}{NT}\right) = \sum_{n=0}^{N-1} f(nT)e^{i\frac{2\pi kn}{N}} \quad (26)$$

Où :

\hat{F} est la transformée de Fourier de la fonction f ,

k est le nombre d'onde, $k \in N$, $k = 0, 1, \dots, N-1$,

N est le nombre des acquisitions,

T est la période d'échantillonnage ($T = \frac{1}{f_e}$)

Le nombre de points de calcul de la FFT est 3000. Et la résolution fréquentielle des spectres $f_e / N = 5$. Ainsi, une analyse spectrale a été appliquée sur tous les signaux enregistrés. On présente deux exemples de ces spectres sur les Figure III.4 et Figure III.5.

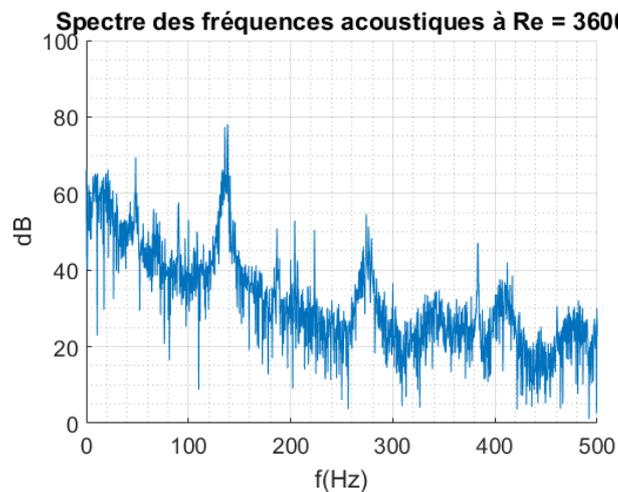


Figure III.4 : Spectre des fréquences présente dans le champ acoustique rayonné pour un nombre de Reynolds de 3600

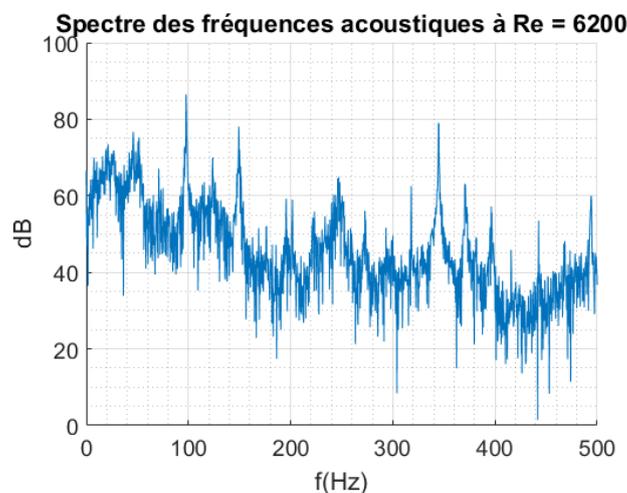


Figure III.5 : Spectre des fréquences présente dans le champ acoustique rayonné pour un nombre de Reynolds de 6200

Ces spectres nous permettent de repérer la présence des boucles de sons auto-entretenus lorsqu'elles sont installées. Ils nous permettent aussi de relever les fréquences les plus énergétiques et de représenter leurs évolutions en fonction du nombre de Reynolds.

Ainsi, la valeur de la fréquence la plus énergétique du son émis a été relevée pour chaque signal acoustique relevé afin qu'on puisse les analyser et les représenter en fonction des évolutions du nombre de Reynolds. On peut voir un exemple de représentation de ces fréquences en fonction du nombre de Reynolds sur la Figure III.6.

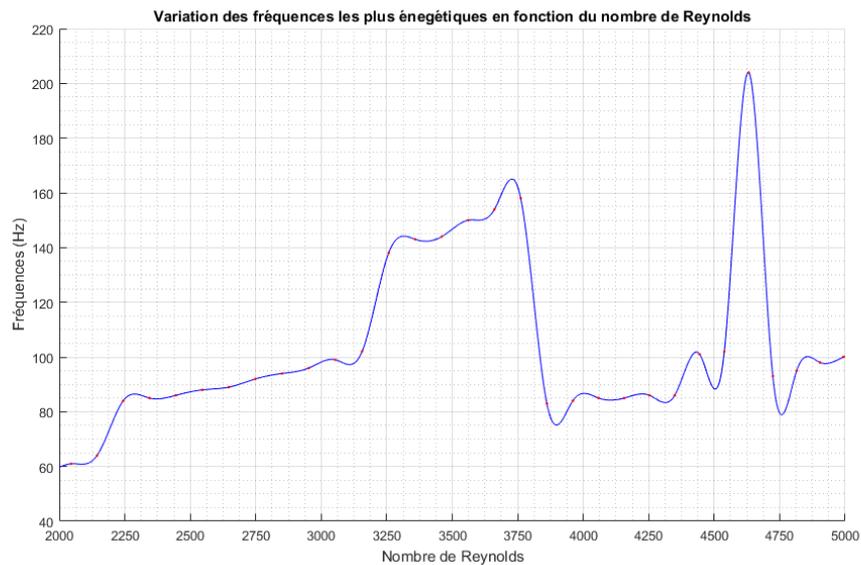


Figure III.6 : Évolution des fréquences les plus énergétiques en fonction du nombre de Reynolds

III.2.5 Analyse du bruit blanc au sein du signal acoustique

Le bruit blanc est tel que la densité spectrale d'énergie est constante sur toute la gamme de fréquences audibles (de 20 à 20 000 Hz), ce qui signifie que toutes les fréquences sont présentes avec des intensités de mêmes ordres de grandeurs. Ce bruit ressemble à celui qui est produit par une chute d'eau à fort débit. Notre dispositif expérimental comporte plusieurs appareils qui fonctionnent pendant l'acquisition de données et comme le micro est très sensible (voir chapitre II), c'est très important d'étudier le bruit blanc dans la salle expérimentale pour bien savoir où se situe cette bande fréquentielle.

La fréquence d'échantillonnage choisie pour acquérir le champ acoustique avec ce bruit blanc est de 15 KHz. La fréquence d'échantillonnage choisie nous permet de bien reconstruire le signal mesuré en retrouvant les fréquences initiales, car elle respecte la condition donnée par le théorème de Shannon.

Pour la détermination de la fréquence acoustique, on a appliqué la transformée de Fourier discrète. On a obtenu un spectre de la fréquence la plus énergétique comme ce qu'on peut voir sur la Figure III.7.

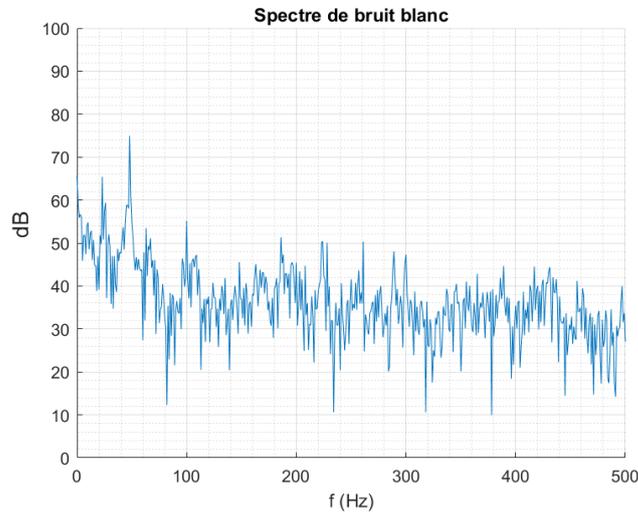


Figure III.7 : Spectre du signal mesuré à vide dans la salle expérimentale

On trouve que la fréquence la plus énergétique a été détectée autour de 48 Hz. Ainsi, on va cantonner le bruit blanc, dans cette étude, dans la bande fréquentielle de 0 Hz à 50 Hz.

III.3 Évolution du signal acoustique en fonction du nombre de Reynolds

La Figure III.8 montre la variation du niveau acoustique L_p en fonction du nombre de Reynolds. On remarque, d'abord, et d'une façon générale, que l'évolution des niveaux acoustiques n'est ni uniforme ni régulière. Elle s'opère par des sauts (vers le haut ou vers le bas) pour une toute petite variation du nombre de Reynolds. On remarque également la présence de pics autour de certains nombres de Reynolds. Par exemple, autour de $Re \approx 4500$, le niveau acoustique augmente de 76 dB à 85 dB, et diminue ensuite à 74 dB. Cela met en évidence l'installation du son auto-entretenu. On retrouve ce phénomène pour plusieurs nombres de Reynolds expérimentés.

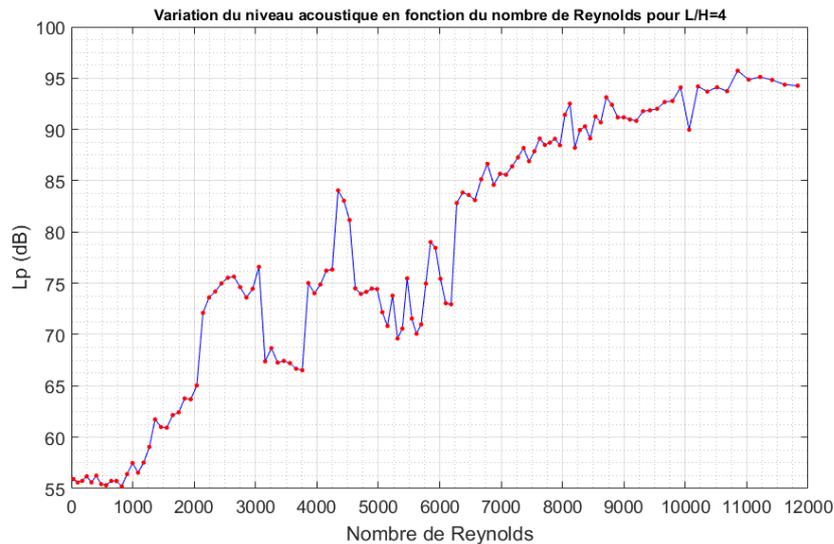


Figure III.8 : Niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$)

Une analyse similaire, à celle qui vient d'être présentée pour le niveau acoustique, a été pratiquée pour les fréquences les plus énergétiques présentes dans le signal acoustique. Ainsi, la valeur de la fréquence la plus énergétique du son émis en fonction de chaque nombre de Reynolds expérimenté, est représenté sur la courbe de la Figure III.9.

On remarque là aussi, comme pour les niveaux acoustiques, que la fréquence la plus énergétique peut avoir de fortes fluctuations pour de toutes petites variations du nombre de Reynolds. Par exemple, pour le nombre de Reynolds $Re = 3723$, on trouve que la fréquence diminue brutalement de $f = 155$ Hz à 78 Hz quand le nombre de Reynolds passe à 3890 , Figure III.11. En effet, on peut observer sur la Figure III.11.a le spectre des fréquences acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 3723$. De même, on peut examiner sur la Figure III.11.b le spectre des fréquences acoustique relatif à un nombre de Reynolds $Re = 3890$.

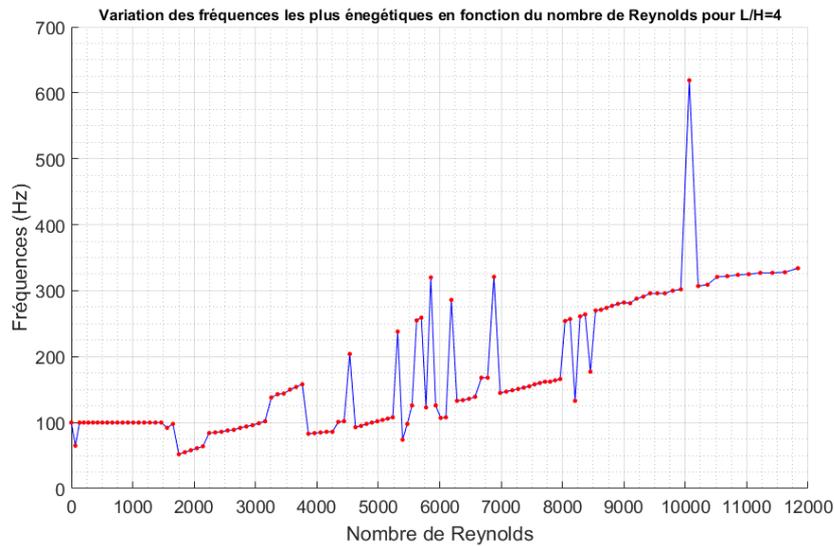


Figure III.9 : Fréquence du son émise en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$)

Afin de relever les éventuelles corrélations entre le niveau acoustique et la plus forte fréquence dans les champs sonores émis par cet écoulement impactant, on a superposé ces deux courbes pour suivre leurs variations simultanées en fonction du nombre de Reynolds. Ainsi sur la Figure III.10, la courbe en bleu représente les niveaux acoustiques dont les valeurs sont indiquées sur l'axe de gauche. La courbe en rouge représente la variation des fréquences les plus énergétiques dont les valeurs sont mentionnées sur l'axe de droite de cette même figure.

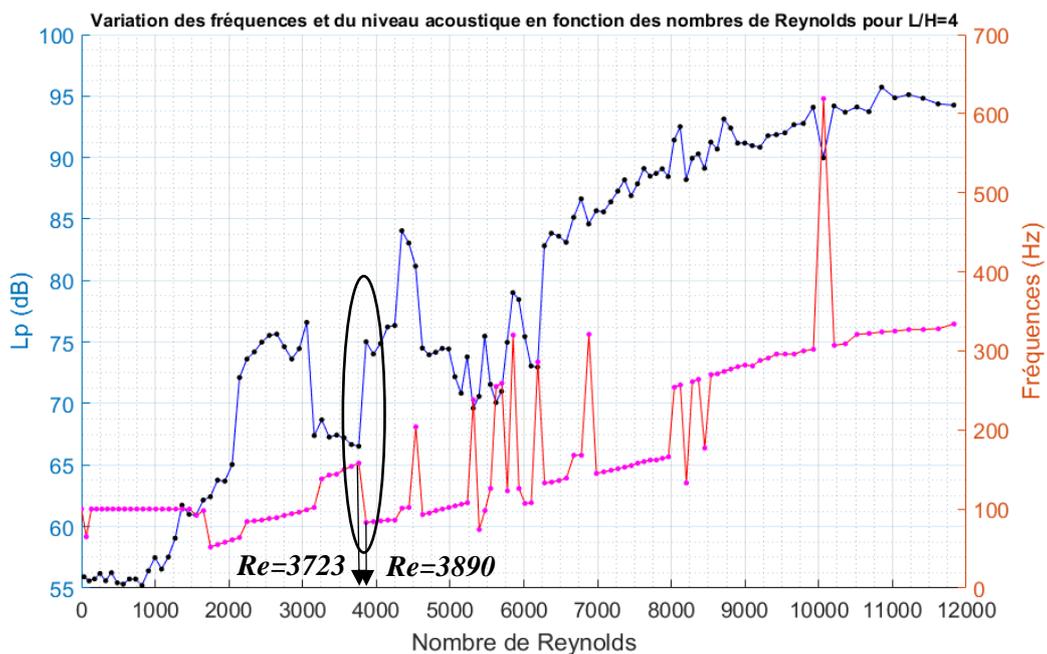


Figure III.10 : Fréquences les plus énergétiques et niveaux acoustiques des sons émis en fonction du nombre de Reynolds ($L/H = 4$)

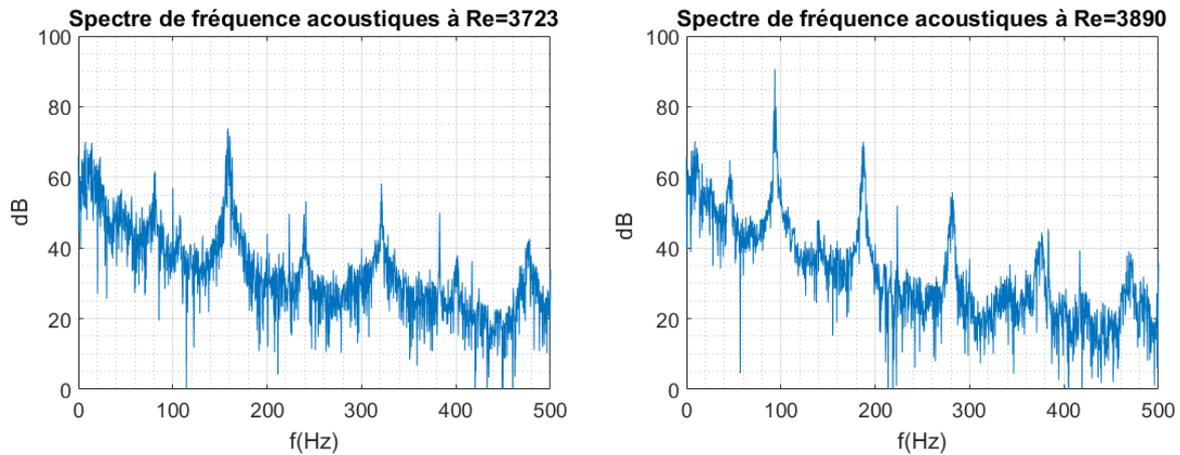


Figure III.11 : Spectres des fréquences acoustique pour $Re = 3723$ et $Re = 3890$ ($L/H=4$)

Ainsi, d'après la Figure III.10 nous avons ciblé notre étude dans ce chapitre vers l'analyse du champ acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 3723$. En effet, pour ce nombre de Reynolds avec une faible variation du nombre de Reynolds (passage à $Re = 3890$) on note de fortes évolutions du niveau acoustique et de la fréquence. Le niveau acoustique passe de 65.5 dB à 75 dB, alors que la fréquence diminue de 155 Hz à 78 Hz.

D'après les représentations qu'on vient d'analyser, on relève bien l'existence de régimes d'écoulements ($3700 \leq Re \leq 3900$) pour lesquels les boucles de sons autoentretenus, qui se forment suite à l'impact du jet avec la plaque fendue biseautée, ne sont pas stables. Elles basculent, pour une faible impulsion, vers une autre organisation et font ainsi apparaître d'autres fréquences.

Alors que pour d'autres nombres de Reynolds ($3900 \leq Re \leq 4200$), les boucles de sons autoentretenus sont stables et bien installées. Voir Figure III.12. a, b et c, pour $Re = 4000$ et pour $Re = 4100$.

Ainsi, on représente sur ces figures deux spectres de la fréquence la plus énergétique à deux nombres de Reynolds situés sur le palier stable ($3900 \leq Re \leq 4200$). Ces signaux acoustiques des sons auto-entretenus font apparaître la fréquence la plus énergétique qui est $f_0 = 80$ Hz à $Re = 4000$ et $f_0 = 82$ Hz à $Re = 4100$.

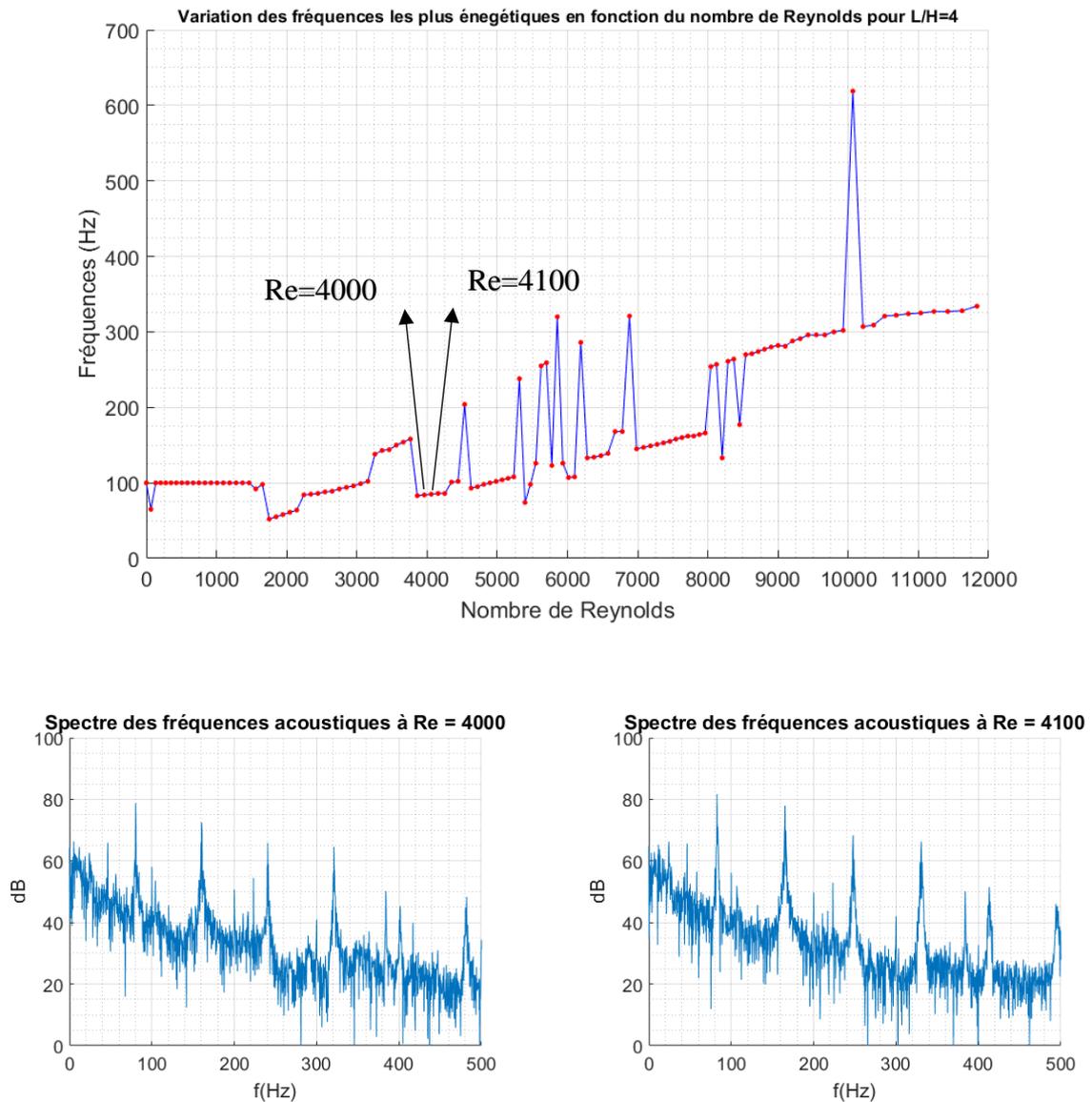


Figure III.12 : Spectres des signaux acoustiques de fréquence à $Re = 4000$ et à $Re = 4100$ ($L/H = 4$) et son emplacement sur la courbe de l'évolution des fréquences en fonction de nombre de Reynolds

Ces constatations nous conduisent à resserrer l'analyse autour du nombre de Reynolds de 3723 afin de comprendre la constitution et le comportement temporels des sons émis pour ce nombre de Reynolds.

III.4 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue à température ambiante et pour $Re = 3723$

III. 4. 1 Suivi temporel des fréquences

La fréquence d'acquisition des pressions acoustiques relevées dans les travaux relatifs à cette thèse est de 15 kHz. Mais pour l'analyse temporelle faite ici on discrétise le champ acoustique à 3 KHz, pour des relevés réalisés pendant 0.2 secondes. On a aussi appliqué la transformée de Fourier discrète. À chaque période de 0.2 secondes on a calculé un spectre acoustique. Et dans chaque spectre on a extrait la fréquence la plus énergétique comme on peut le voir sur la Figure III.13. En effet, sur cette figure on peut observer toutes les fréquences les plus énergétiques pendant une minute. Alors on obtient ainsi 300 spectres pendant cette minute d'acquisition.

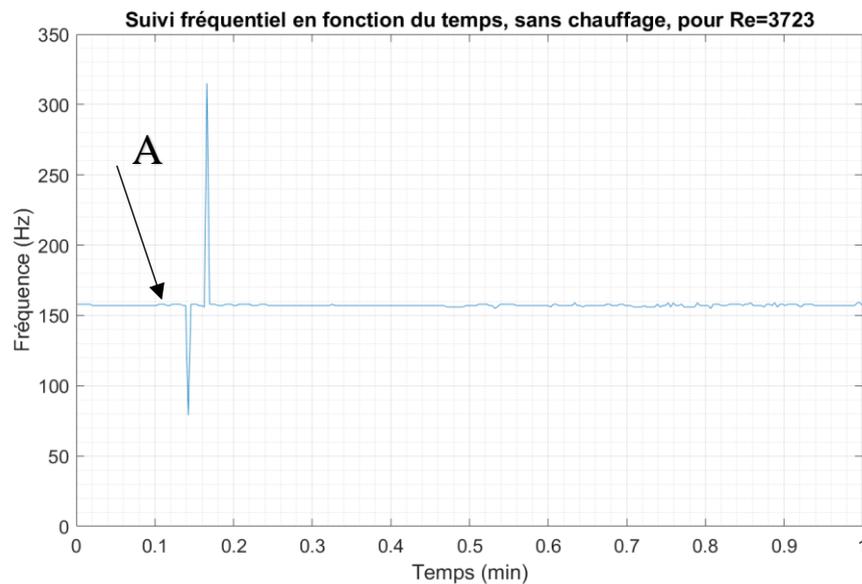


Figure III.13 : Les fréquences les plus énergétiques sur une minute d'enregistrement du champ acoustique sans échauffement de la plaque impactée par le jet pour $Re = 3723$

On constate, sur cette figure, pour ce rapport d'impact $L/H = 4$ et pour ce nombre de Reynolds $Re = 3723$, l'installation d'une boucle de rétroaction avec une fréquence f_0 de 155 Hz. Par moments, cette boucle de son est bien établie sur une longue période. Mais à d'autres moments lors de cette même minute d'étude, elle devient moins stable et fait apparaître son harmonique $2 f_0 = 310$ Hz ou sa sous-harmonique $f_0/2 = 78$ Hz.

III. 4. 2 Spectres fréquentiels

Ainsi, afin de relever l'importance de ces fréquences les unes par rapport aux autres, sur les périodes où elles apparaissent, nous allons tracer le spectre d'amplitudes des fréquences (Figure III.14) sur la position qui est montré par (A) sur la Figure III.13. L'amplitude la plus prépondérante est celle relative à la fréquence $f_0 = 155$ Hz. La sous-harmonique (78 Hz) et l'harmonique $2 f_0$ (310 Hz) ont des importances relatives beaucoup plus faibles.

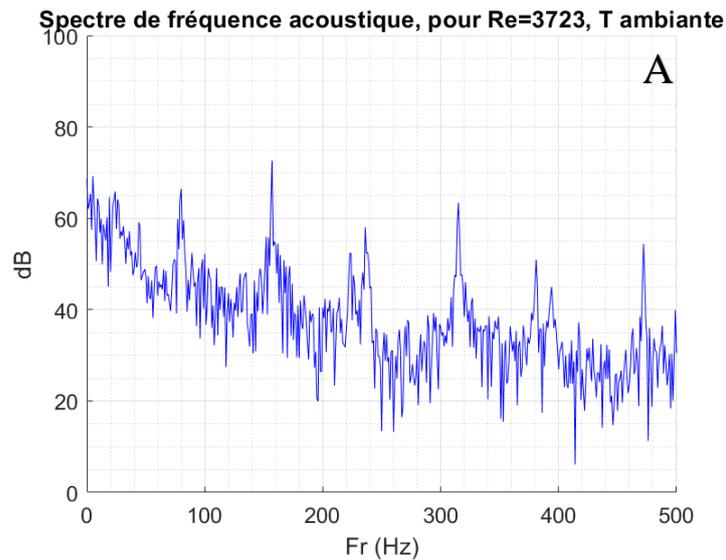


Figure III.14 : Spectre de fréquences acoustiques sans échauffement pour $Re = 3723$ au point (A)

III.5 Analyse du champ acoustique généré par le jet impactant la plaque fendue chauffée pour $Re = 3723$

Dans cette partie on va étudier l'influence du chauffage de la plaque heurtée par le jet sur le champ acoustique à $Re = 3723$. En effet, à température ambiante, on a remarqué que pour ce nombre de Reynolds, on a un niveau acoustique autour de 65 dB. Et ce niveau augmente très fortement jusqu'à 75 dB lorsque le nombre de Reynolds passe à $Re = 3890$. De même, lors de cette évolution du nombre de Reynolds la fréquence la plus énergétique diminue de 155 Hz à 78 Hz.

L'écoulement se trouve donc dans une zone de transition où l'organisation tourbillonnaire peut basculer d'une configuration à une autre pour de faibles variations de l'inertie. Ainsi, on va vérifier dans ce paragraphe le comportement de ce phénomène avec l'évolution de la température de la plaque fendue heurtée par le jet.

III.5.1. Gestion de la procédure de chauffage de la plaque fendue

Afin d'étudier l'effet de l'échauffement de la plaque sur le champ acoustique pour le nombre de Reynolds $Re = 3723$, et pour le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, on a procédé au chauffage de la plaque. Cette action a été opérée en deux étapes : d'abord un échauffement contrôlé de la plaque fendue pendant 77 min. Puis, lorsque la température de la plaque atteint une température de consigne, à partir de $t = 77$ min, on coupe l'alimentation des éléments chauffants, et on laisse refroidir la plaque jusqu'à la température ambiante.

Pendant toute cette période d'échauffement et de refroidissement de la plaque, on a fait une acquisition continue du champ acoustique avec un microphone *B&K* de type 4189 et avec une fréquence d'échantillonnage de 15 KHz. Ensuite, pour les analyses on discrétise le champ acoustique à 3 KHz par périodes de pendant 0.2s.

III.5.2. Niveaux acoustiques rayonnés en fonction de la température

La variation du niveau acoustique pendant l'échauffement de la plaque et pendant le refroidissement est représentée sur la Figure III.15.

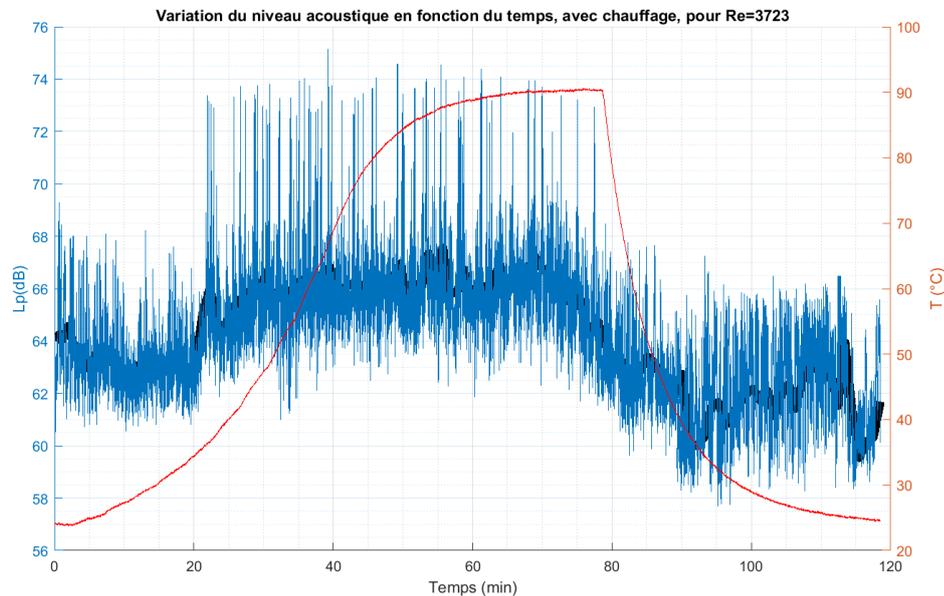


Figure III.15 : Niveaux acoustiques du jet (instantané (bleue) et moyenné (noire) et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$

On peut remarquer que le niveau acoustique est très fluctuant et que globalement il diminue légèrement au début de la phase d'échauffement. Ainsi, il fluctue entre 61 dB et 68 dB pour

une température de la plaque allant jusqu'à 35 °C (après 17 min de chauffage). Puis on remarque que les fluctuations du niveau acoustique augmentent (de 64 dB à 74 dB) dans la plage des températures située entre 35 °C et 90 °C, atteinte sur la période comprise entre 17 min et 77 min. Et ce niveau reste fluctuant autour ces valeurs (Figure III.15).

Lors du refroidissement de la plaque (dès 77 min), la température diminue spontanément à cause du jet qui est à température ambiante et qui vient impacter la plaque. Le niveau acoustique diminue de façon globale tout en gardant son caractère fluctuant. Puis garde un niveau global moyen légèrement inférieur à celui du départ.

On présente sur la Figure III.6, l'allure du niveau acoustique moyennés par paliers glissants, minute par une minute, pendant le temps d'étude (2 heures), afin de visualiser l'évolution des niveaux acoustiques sans fluctuations.

On voit clairement cette fois l'évolution du niveau acoustique en fonction de la température de la plaque. Le niveau acoustique diminue légèrement au début de l'échauffement de 64 dB à 62.5 dB pendant 17 min de chauffage (jusqu'à $T = 35$ °C). Puis on remarque que ce niveau augmente de 62.5 dB à 66 dB, lorsque la température de la plaque continue à augmenter pour atteindre 90 °C (période de chauffage comprise entre 17 min et 77 min). Ce niveau reste globalement fluctuant autour de 66 dB (Figure III.16). Lors du refroidissement de la plaque (à partir de 77 min), la température de la plaque diminue spontanément à cause du jet d'air qui l'impacte avec une température plus basse, et le niveau acoustique diminue de 66 dB à 60 dB.

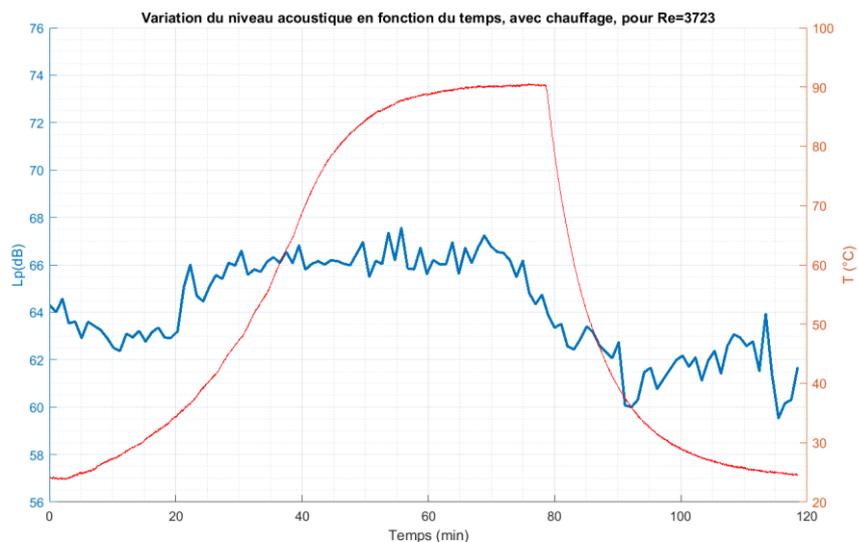


Figure III.16 : Niveaux acoustiques du jet moyenné et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$

III.5.3. Suivi fréquentiel en fonction de la température de la plaque

La fréquence d'échantillonnage est toujours de 15 KHz. Pour les acquisitions de cette étude on discrétise le champ acoustique à 3 KHz (pendant 0.2s). À chaque 0.2 second on a un spectre acoustique, et dans chaque spectre on a extrait la fréquence la plus énergétique. Ainsi sur la Figure III.17 on représente l'évolution de ces fréquences les plus énergétiques pendant deux heures pour la plaque chauffée. Alors on obtient 36000 spectres pendant 120 min c'est-à-dire 36000 fréquences représentées.

Ces évolutions fréquentielles en fonction de la température de la plaque nous poussent à faire une analyse plus détaillée, par périodes.

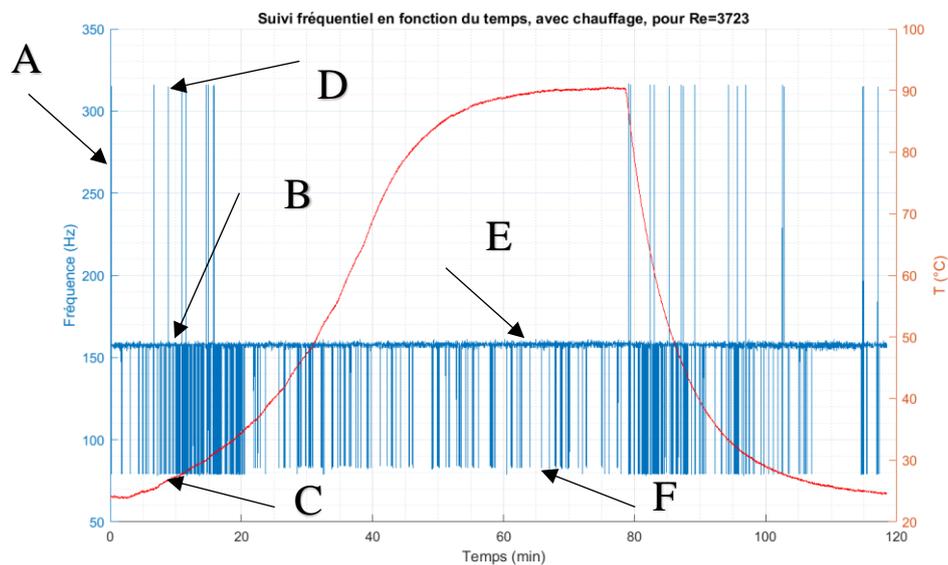


Figure III.17 : Évolution des fréquences les plus énergétiques en fonction de la température de la plaque fendue et du temps lors du chauffage puis du refroidissement pour $Re = 3723$

Ainsi, on remarque qu'au cours du chauffage de la plaque à partir de la température ambiante, il y a la présence des fréquences $f_0 = 155$ Hz, $2 f_0 = 310$ Hz et $f_0/2 = 78$ Hz. On constate également, lorsque la température de la plaque dépasse une trentaine de degrés, la présence d'une phase où la fréquence plus aigüe et désagréable de 310 Hz disparaît du spectre des fréquences. En effet cela se passe à partir de 30 °C et jusqu'à l'arrêt du chauffage de la plaque à 90 °C.

Afin de percevoir les corrélations entre le niveau acoustique et la fréquence acoustique émise, on a superposé ces deux courbes pour suivre leurs variations en même temps (Figure III.18).

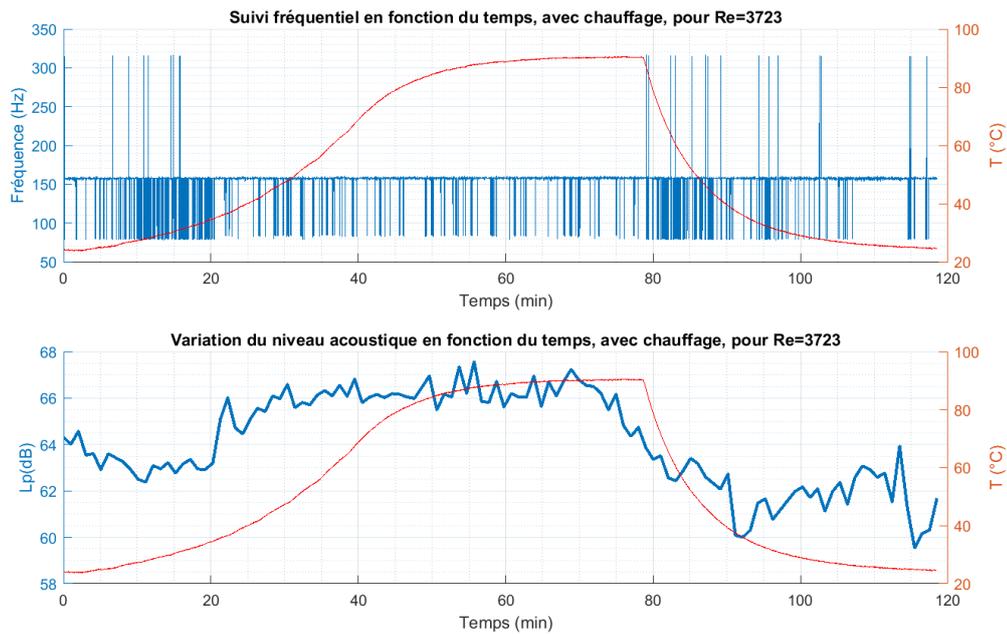


Figure III.18 : Les fréquences les plus énergétiques en fonction du temps et les niveaux acoustiques du jet moyenné et la température de la plaque en fonction du temps pour $Re = 3723$

III.5.4. Spectres fréquentiels en fonction de la température de la plaque

Afin d'analyser les signaux, obtenus en chauffant la plaque, lors de ces phases où la fréquence déplaisante de 310 Hz disparaît, nous avons examiné le spectre des fréquences à plusieurs points marquer sur la Figure III.17.

On représente sur la Figure III.9, les 3 types des spectres des fréquences les plus énergétiques pendant le régime transitoire. Le spectre (B) quand la fréquence fondamentale est dominante, le spectre (C) quand la fréquence sous harmonique est la plus énergétique et le spectre (D) qui représente l'état fréquentiel lorsque la fréquence la plus aigüe domine.

Ainsi, on constate que pour les spectres de type (B), la fréquence fondamentale est largement supérieure aux autres fréquences. Dans les spectres de type (C), la fréquence fondamentale f_0 a approximativement la même amplitude que la fréquence fondamentale. Mais pour les spectres de type (D), on remarque que les amplitudes des fréquences sont très faibles et du même ordre. Ce spectre ne représente plus la présence d'une boucle de sons auto-entretenus qui semble avoir disparu.

Chapitre III : Analyse des champs Acoustiques rayonnés par le jet impactant et examen des évolutions thermo-acoustiques

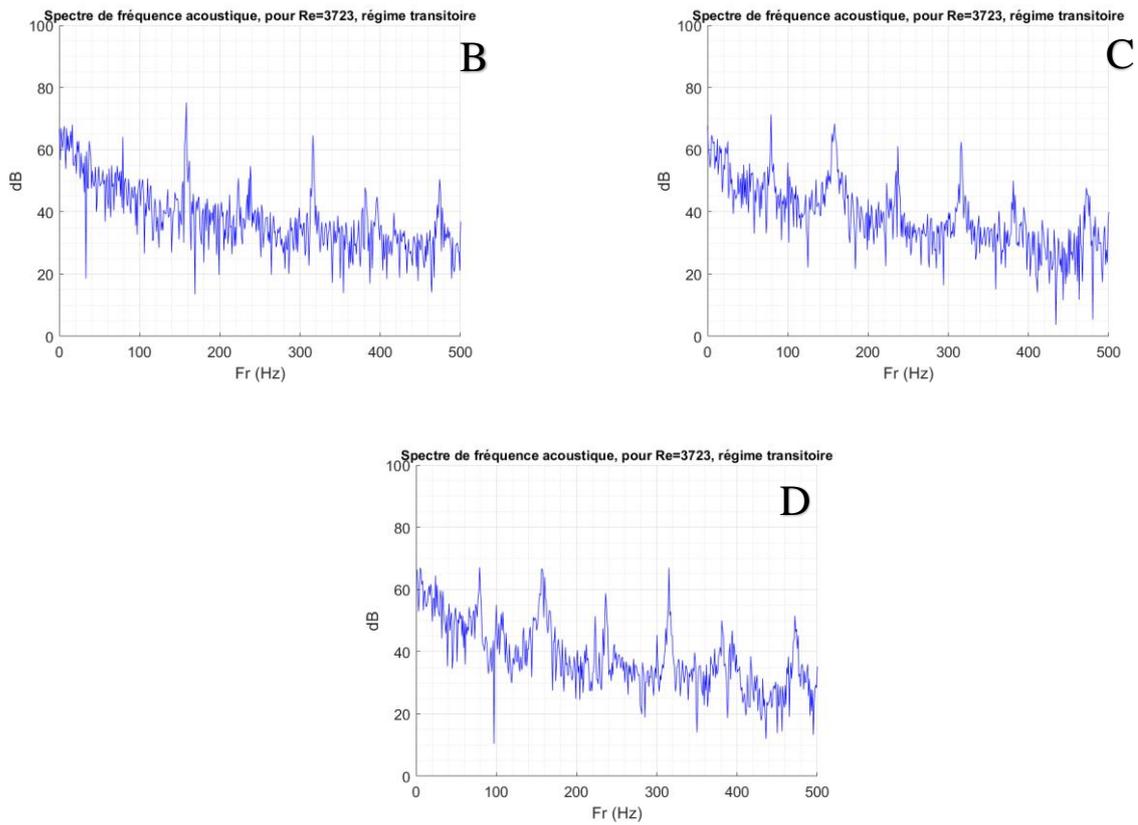


Figure III.19 : Spectres du champ acoustique pendant l'échauffement pour $Re = 3723$

On représente sur la Figure III.20 les 2 types de spectres des fréquences les plus énergétiques présents pendant la deuxième phase : température de la plaque entre 35 °C et 90 °C. Le spectre (E) correspond à la fréquence fondamentale dominante. Le spectre (F) se manifeste lorsque la fréquence sous harmonique est d'intensité supérieure. On remarque dans ce cas la, quand la plaque est chaude la fréquence bascule entre 84 Hz et 160 Hz. Et en plus leurs amplitudes sont beaucoup plus fortes par rapport aux cas relatifs à la température ambiante et de début de chauffage.

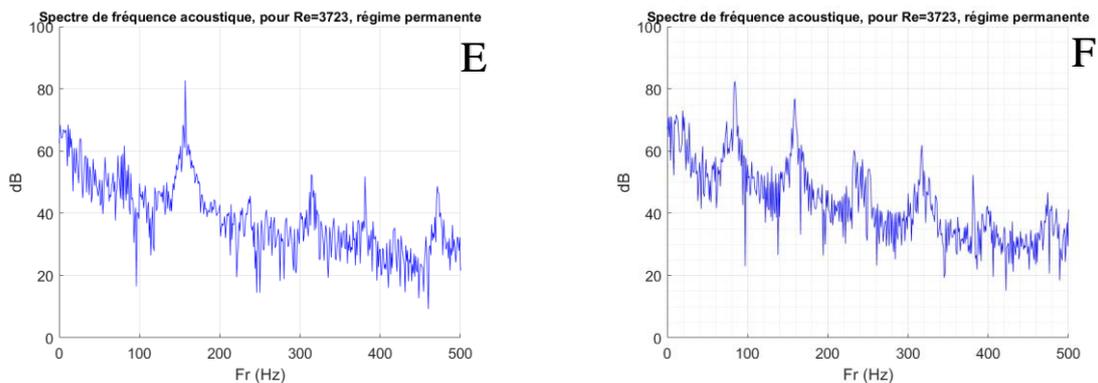


Figure III.20 : Spectres du champ acoustique au régime permanent pour $Re = 3723$

Ces spectres montrent qu'en plus de la stabilisation de la boucle de son auto-entretenu, la température de la plaque agit également sur l'intensité et l'importance relative des fréquences qui apparaissent. En effet, la fréquence fondamentale f_0 voit son amplitude augmenter deux fois avec la température (B-E). Et sa sous-harmonique $f_0/2$ se retrouve aussi avec une intensité deux fois supérieure (C-F). Quant à l'harmonique $2f_0$, elle a pratiquement disparue.

Cela veut dire aussi que la fréquence fondamentale et sa sous-harmonique restent importantes lorsque la température de la plaque l'est aussi.

III.5.5. Évolution des amplitudes fréquentielles en fonction de la température de la plaque chauffée

Pour compléter ces analyses, nous avons également représenté les évolutions temporelles, au cours de l'échauffement de la plaque fendue puis au cours de son refroidissement, de l'amplitude des fréquences (la fondamentale, sa sous-harmonique et son harmonique) normalisée par la fréquence de chaque fréquence à l'état ambiant. On a appliqué aussi la même transformée de Fourier discrète pour présenter les amplitudes des fréquences normalisées. Puis, on a fait des moyennes glissantes sur des périodes d'une minute pendant 2h.

L'évolution de l'amplitude des fréquences (f_0 , $f_0/2$ et $2f_0$), normalisées par rapport à leurs amplitudes à la température ambiante de la plaque heurtée par le jet est représentée sur la Figure III.21.

Concernant la fréquence fondamentale f_0 , on trouve une allure notée (a) sur la Figure III.21. Ce rapport diminue légèrement au début du processus de chauffage de la plaque (1^{ère} phase). Mais dès le début de la deuxième phase ($T = 30\text{ °C}$), ce rapport augmente fortement et ces amplitudes 1,4 fois supérieures à la référence (à température ambiante) restent stables jusqu'au début du refroidissement, où les amplitudes baissent fortement lors de cette phase avant de reprendre une valeur autour de la référence à température ambiante.

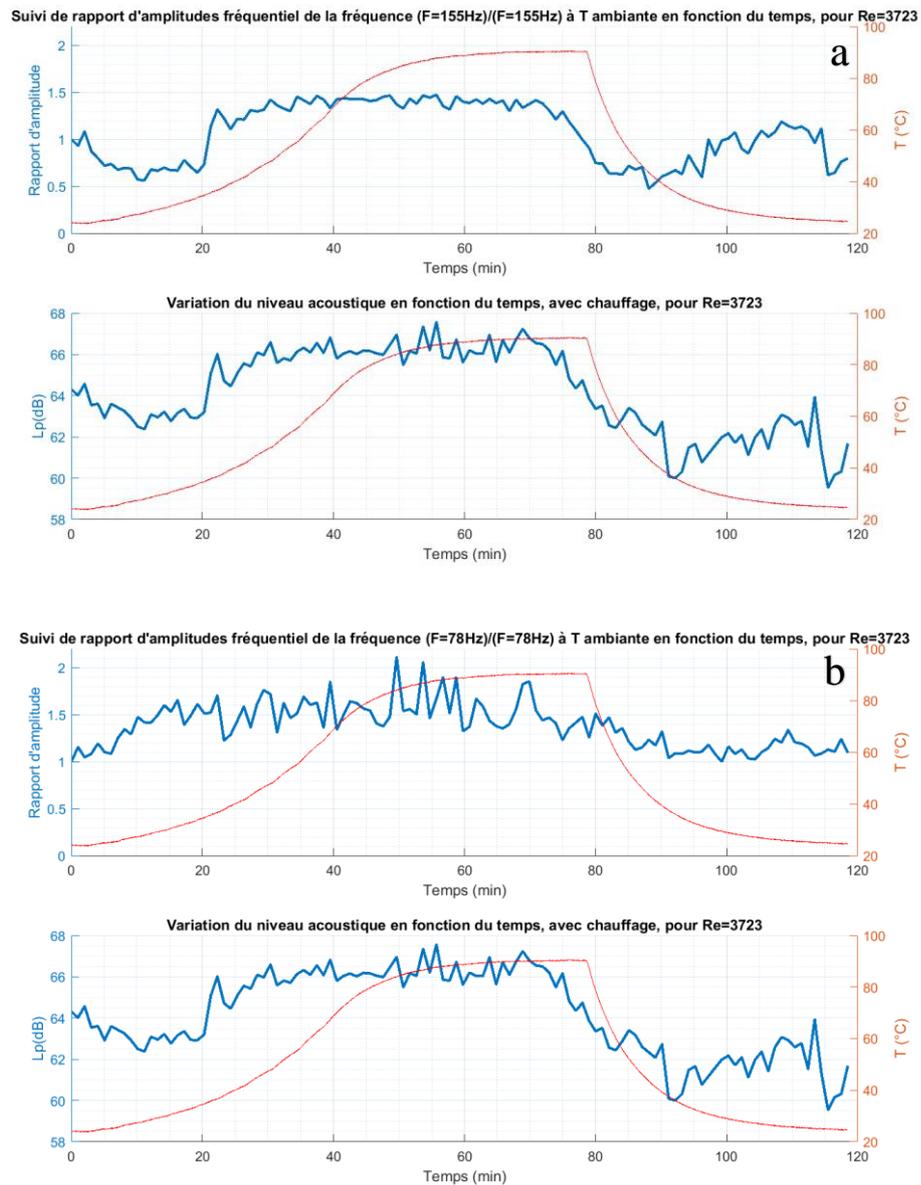
Ainsi on remarque que l'évolution de l'amplitude de fréquence fondamentale est semblable à celle qui correspond à l'évolution du niveau acoustique. Ce qui confirme l'influence thermique sur le champ acoustique.

En ce qui concerne l'évolution des amplitudes de la fréquence sous harmonique par rapport à son amplitude de référence à la température ambiante de la plaque heurtée par le jet, on trouve une allure notée (b) sur la Figure III.21. Dès le début du chauffage, l'amplitude des fréquences et se stabilise en moyenne autour de 1,6 fois la référence, avec des pics à plus de 2,1. Ensuite,

Chapitre III : Analyse des champs Acoustiques rayonnés par le jet impactant et examen des évolutions thermo-acoustiques

lors de la phase de refroidissement ces amplitudes relatives diminuent progressivement en moyenne, tout en gardant un caractère fluctuant, pour atteindre 1.1.

Concernant l'évolution de l'amplitude de la fréquence de la première harmonique, elle suit une allure notée (c) sur la Figure III.21. Le chauffage de la plaque impactée par un jet à la température ambiante fait que ce rapport d'amplitudes va passer en dessous de 1. Et va fluctuer autour de 0,7 tout au long de ce processus de chauffage puis de refroidissement.



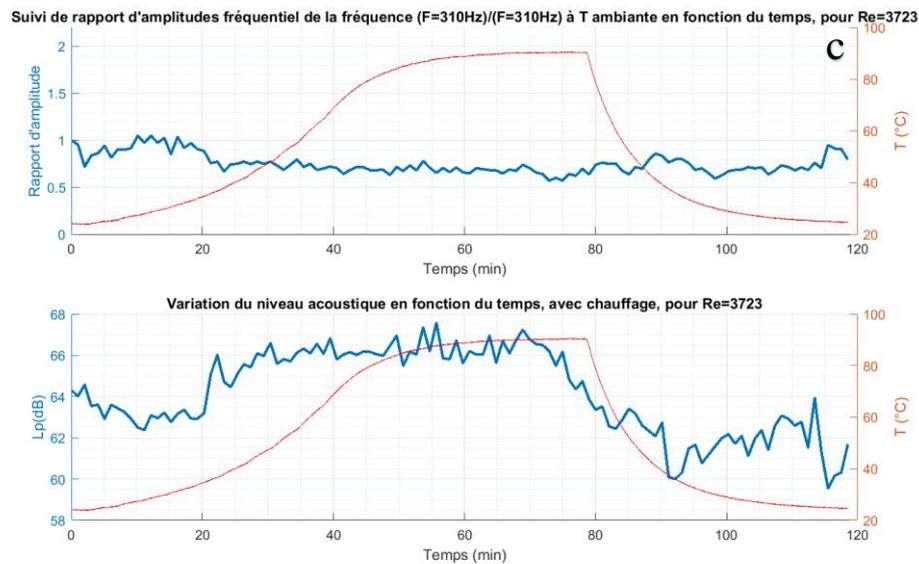


Figure III.21 : Évolution des rapports d'amplitudes des fréquences : (a) fréquence fondamentale ; (b) sous harmonique ; (c) première harmonique en fonction des niveaux acoustiques du jet moyenné et de la température de la plaque au cours du temps pour $Re = 3723$

III.6 Conclusion

Dans ce troisième chapitre nous avons enregistré et analysé les champs acoustiques rayonnés autour de la plaque fendue heurtée par le jet d'air. Ainsi, dans un premier temps nous nous sommes intéressés aux modifications des niveaux acoustiques et des fréquences présentes dans les sons émis lorsque le nombre de Reynolds change. Ces évolutions mettent d'une part en exergue la présence de pics synonymes de l'existence de phases d'instabilités. Et d'autre part, font apparaître l'activité de boucles de sons auto-entretenus. La présence de ces sons auto-entretenus est confirmée par leur signature à travers les spectres de fréquences représentés.

De la sorte, l'étude s'est resserrée autour d'un nombre de Reynolds bruyant ($Re = 3720$), où la boucle de sons auto-entretenus n'est pas robuste. Nous avons voulu savoir si le chauffage de la plaque fendue peut influencer les sons émis en agissant sur l'apparition ou la disparition de certaines fréquences et sur les amplitudes des fréquences présentes dans ces sons.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée à l'analyse des champs acoustiques générés par le jet impactant la plaque fendue lorsque cette dernière est chauffée : phases de chauffage puis de reprise de la température ambiante. Ainsi, l'influence de la température de la plaque sur les sons émis a été mise en évidence.

Chapitre III : Analyse des champs Acoustiques rayonnés par le jet impactant et examen des évolutions thermo-acoustiques

Le chauffage de la plaque rend la boucle de sons auto-entretenus beaucoup plus robuste, avec des amplitudes plus importantes et bien plus marquées. Et supprime l'apparition des fréquences plus aigües désagréables pour l'oreille humaine.

Chapitre IV : Caractérisation de l'écoulement et analyse de la dynamique tourbillonnaire du jet impactant la plaque fendue

Table des matières

IV.1. Introduction.....	85
IV. 2. Mise en œuvre de la campagne de mesure.....	86
IV.2.1. Caractéristiques et particularités de la technique de mesure	86
IV.2.2. Système de référence.....	87
IV.2.3. Chaîne de traitement.....	87
IV.2.4. Convergence statistique des moyennes cinématiques.....	89
IV. 3. Évolution des vitesses sur l'axe du jet.....	95
IV. 4. Évolution des profils transversaux de vitesses.....	97
IV.4.1. Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales.....	97
IV.4.2. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales.....	98
IV.4.3. Profils transversaux des vitesses moyennes transversales	99
IV.4.4. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales	100
IV.5. Évolution des taux de turbulence.....	100
IV.6. Évolution de l'écoulement pariétal	101
IV.7. Dynamique tourbillonnaire.....	102
IV.7.1. La Vorticité.....	103
IV.7.2. Le Critère Q.....	104
IV.7.3. Le Critère λ_2	104
IV.7.4. La Vitesse transversale	105
IV.7.5. Les trajectoires des structures tourbillonnaires.....	106
IV.7.6. Dimensions des tourbillons	107

IV.8. Corrélations Aéro-acoustiques.....	109
IV.8.1. Détection du passage des tourbillons	109
IV.8.2. Fréquences de passages tourbillonnaires.....	111
IV.8.3. Fréquences acoustiques générées par cet écoulement.....	112
IV.8.4. Suivi des impacts et déviations des structures tourbillonnaires.....	113
IV.9. Conclusion	115

IV.1. Introduction

Dans le cadre de l'analyse aéroacoustique des jets d'air issus de bouches de ventilation et l'influence thermique de la plaque chauffée sur la dynamique de l'écoulement, nous avons considéré un jet issu d'une fente rectangulaire et impactant une plaque fendue. Ainsi, dans le chapitre précédent nous nous sommes intéressés aux champs acoustiques rayonnés par ces écoulements et aux configurations qui présentent des niveaux de pressions acoustiques élevés ou des fréquences désagréables pour l'oreille humaine.

Dans le présent chapitre nous reprenons les écoulements aux nombres de Reynolds repérés précédemment, mais cette fois nous allons nous intéresser aux champs cinématiques générés par ces jets impactants. Pour cela, nous allons caractériser ces écoulements en analysant d'une part les évolutions des grandeurs cinématiques moyennes et fluctuantes, ainsi que leurs profils respectifs. Et d'autre part en étudiant la dynamique tourbillonnaire générée (trajectoires, fréquence, dimensions, déphasage, ...).

Cette caractérisation a un double objectif. Nous voulons d'une part rechercher les corrélations entre la dynamique tourbillonnaire visualisée et analyser dans ce chapitre et les fréquences acoustiques enregistrées dans le chapitre précédent. Et d'autre part, nous voulons déterminer les particularités et spécificités des écoulements générés par le nouveau convergent, réalisé dégager de l'espace pour que la caméra thermique voit la plaque fendue, mais pour ce faire, il libérer beaucoup d'espace et de place autour du jet en permettant beaucoup d'entraînement.

Pour la visualisation de ces écoulements et l'acquisition des champs cinématiques, nous avons utilisé une métrologie de plein champ résolue en temps et dans l'espace : la Stéréo-PIV. Avec nos caméras rapides, la fréquence d'acquisition utilisée pour ces mesures de champ est de 7513 champs cinématiques par seconde. De même, avec un capteur de 1 Méga Pixels et la superposition des fenêtres d'interrogations, de plus en plus petites lors des itérations, nous avons une résolution spatiale de l'ordre du millimètre.

IV. 2. Mise en œuvre de la campagne de mesure

IV.2.1. Caractéristiques et particularités de la technique de mesure

Le principe de cette technique a été expliqué dans le chapitre II. Les positionnements des deux caméras (1 et 1') munies de leurs Scheimpflugs est tel qu'on peut le voir sur la Figure IV.1.

L'orientation des caméras est optimisée pour tenir compte de diffusion de Mie. La caméra thermique (3) est utilisée pour relever la température de la plaque (prochain chapitre).

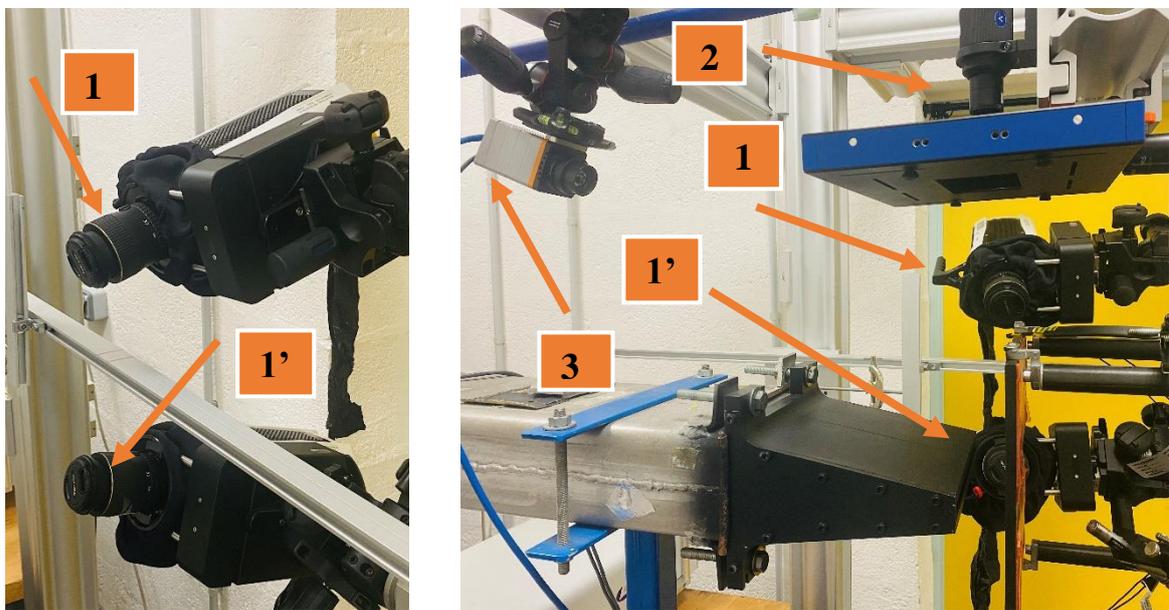


Figure IV.1 : Le dispositif expérimental

IV.2.2. Système de référence

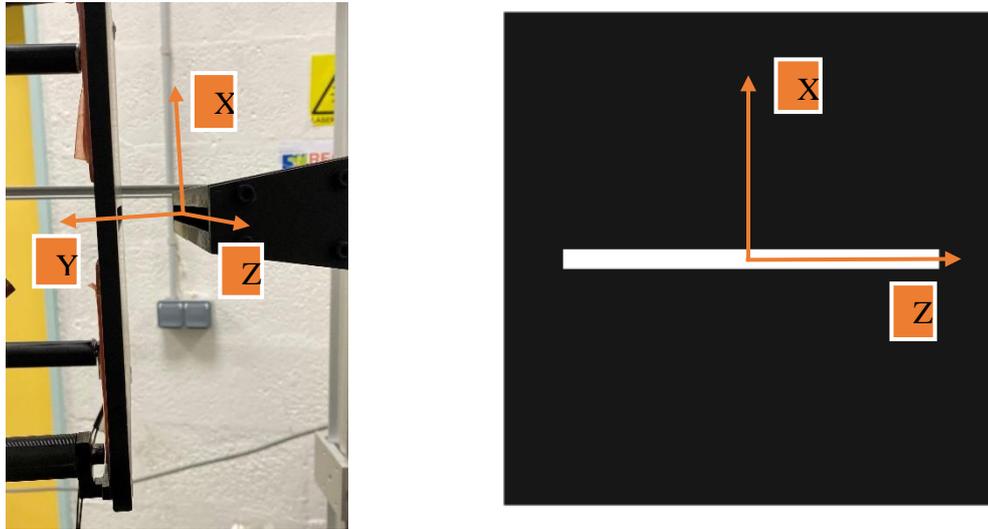


Figure IV.2 : Système de référence, (a) Vue du côté, (b) Vue de la face

Le centre de la bouche de soufflage est défini comme le centre du système de référence. Comme indiqué au chapitre II, l'axe du jet est l'axe y . Et le plan $z = 0$ est le plan médian matérialisé par la nappe laser.

IV.2.3. Chaîne de traitement

L'exploitation et le traitement des couples d'images obtenus par PIV ont été développés dans le chapitre II. On peut voir sur la Figure IV.3 un exemple de la préparation des images avant leur passage pour le calcul des champs cinématiques instantanés. En effet, les images de champs particulaires bruts sont traitées en leur ôtant le fond obtenu par la moyenne des champs particulaires brut des 7513 images enregistrées. Ainsi, on obtient le champ particulaire filtré instantané qui va servir aux calculs de corrélations pour trouver le champ cinématique instantané correspondant à l'instant du couplé d'images concerné.

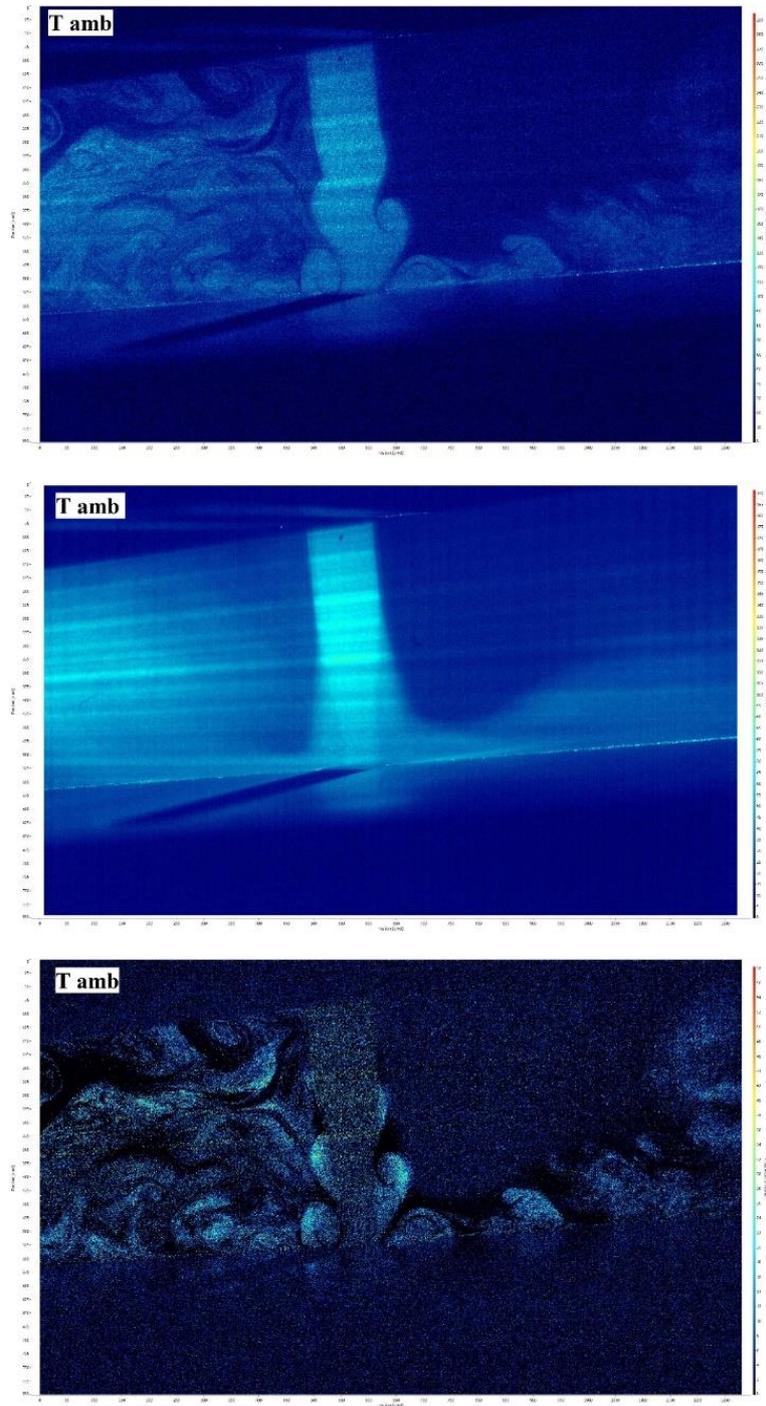


Figure IV.3 : Champs particulaires instantanés a. brut ; b. moyen ; c. filtré

Les calculs PIV, basés sur l'inter-corrélation entre les deux frames des champs particulaires instantanés nous donnent les champs cinématiques instantanés.

La Figure IV.4 représente un exemple de champ de vecteurs vitesses ainsi obtenues.

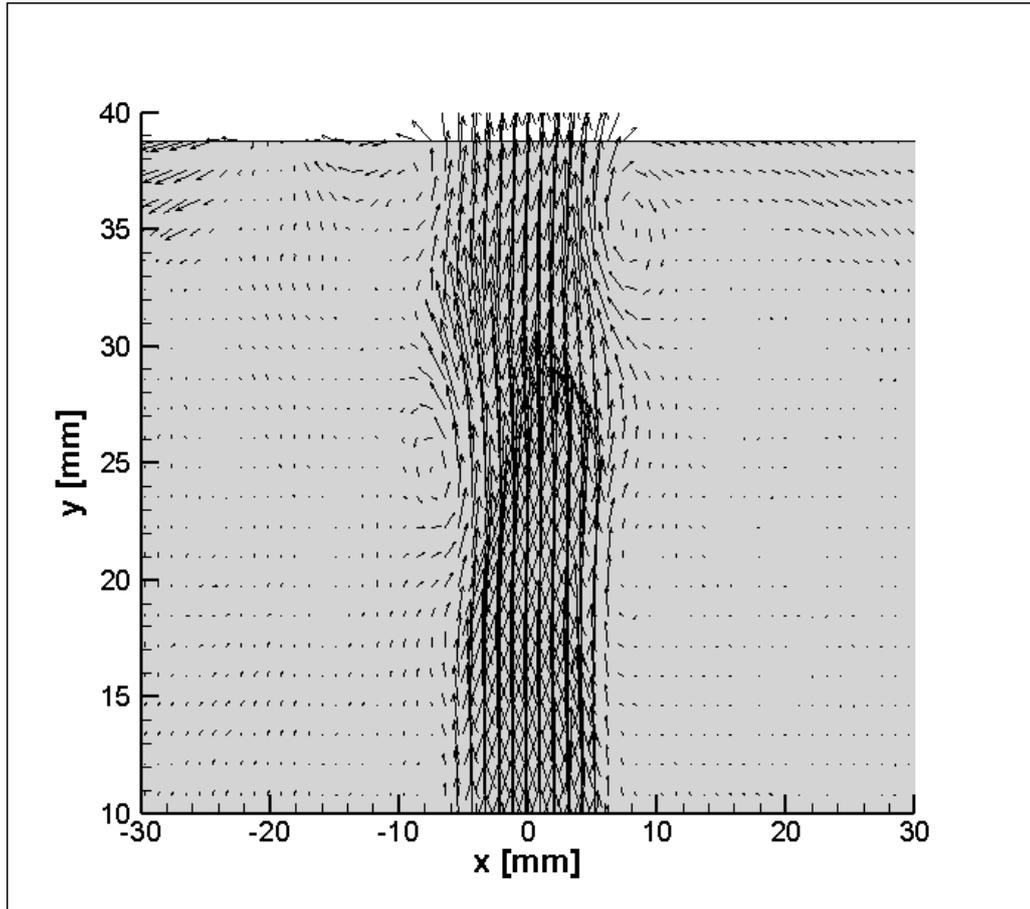
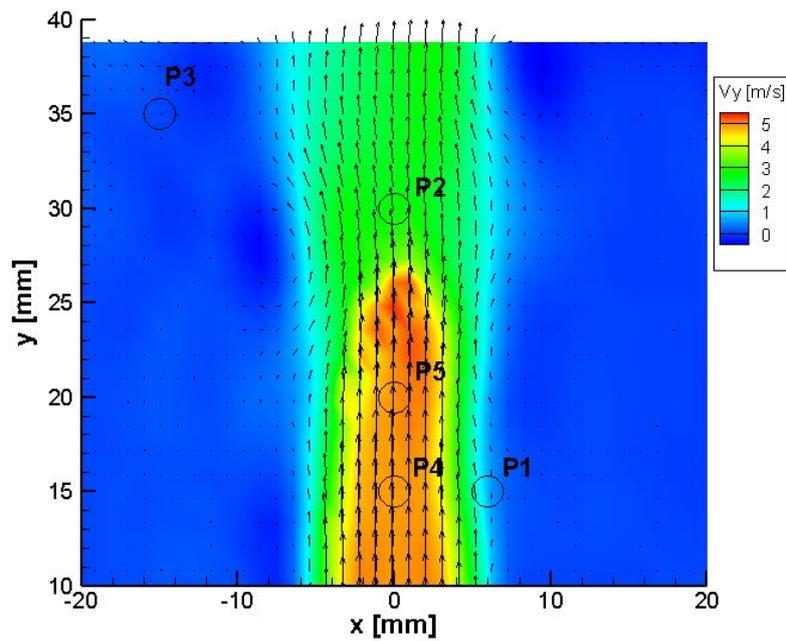


Figure IV.4 : Le champ de vecteurs vitesses

IV.2.4. Convergence statistique des moyennes cinématiques

Pour les écoulements fortement turbulents, nous devons toujours vérifier que le nombre de snapshots retenu pour la métrologie choisie permet la convergence de toutes les grandeurs appréhendées. Mais ces grandeurs ne se comportent pas toutes de la même façon selon le point choisi au sein de l'écoulement.

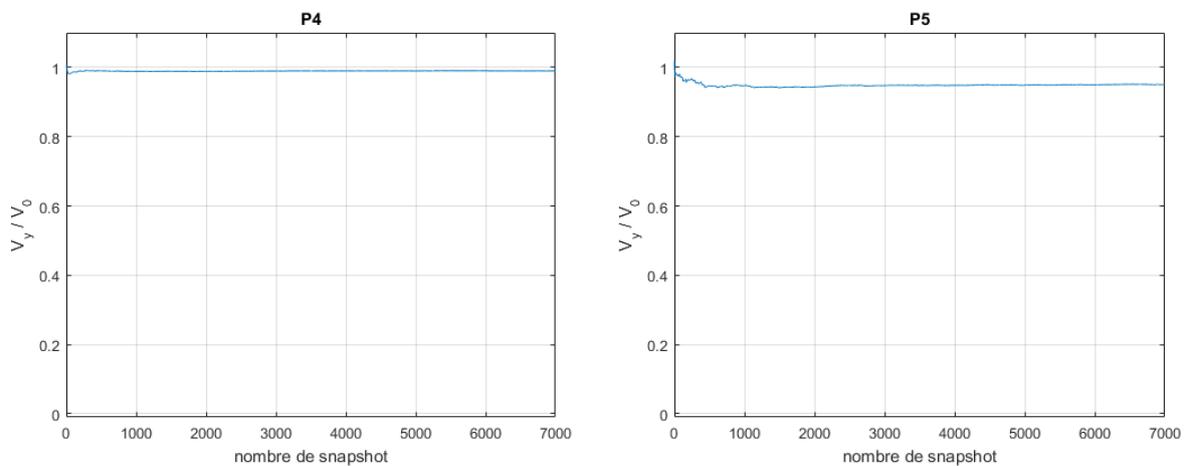
Ainsi, nous avons choisi cinq points situés dans différentes régions de ce jet impactant. Et nous avons vérifié qu'effectivement, les 7513 snapshots réalisés permettent à toutes les grandeurs cinématiques de converger (Figure IV.5).



Points	Coordonnées en mm
P1	(5 ; 15)
P2	(0 ; 30)
P3	(-15 ; 35)
P4	(0 ; 15)
P5	(0 ; 20)

Figure IV.5 : Les positions des points sur le champ de vecteurs V_y avec leurs coordonnées

- Convergence des vitesses moyennes longitudinales :



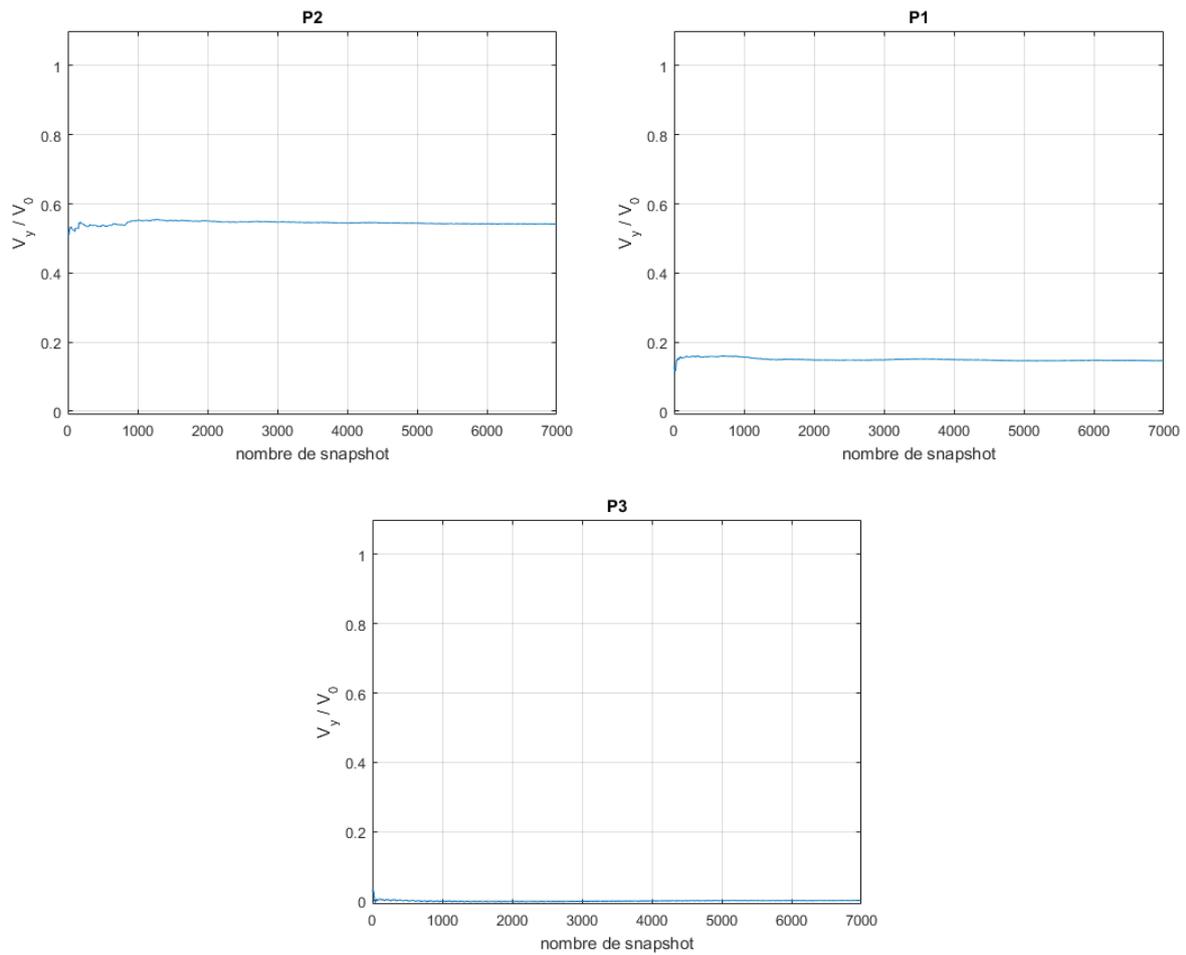


Figure IV.6 : Convergence statistique des vitesses moyennes longitudinales aux points P1, P2, P3, P4, P5.

Si on compare la rapidité de convergence de la vitesse moyenne longitudinale aux points situés sur l'axe du jet, on constate qu'un point situé hors de la zone de présence de tourbillons, de part et d'autre du jet, (P4) converge assez rapidement. Alors que pour les points (P5 et P2) où les structures de Kelvin-Helmholtz viennent étrangler le jet, l'accélérer et générer ainsi des fluctuations vont converger un peu plus tard.

- **Convergence des vitesses moyennes transversales :**

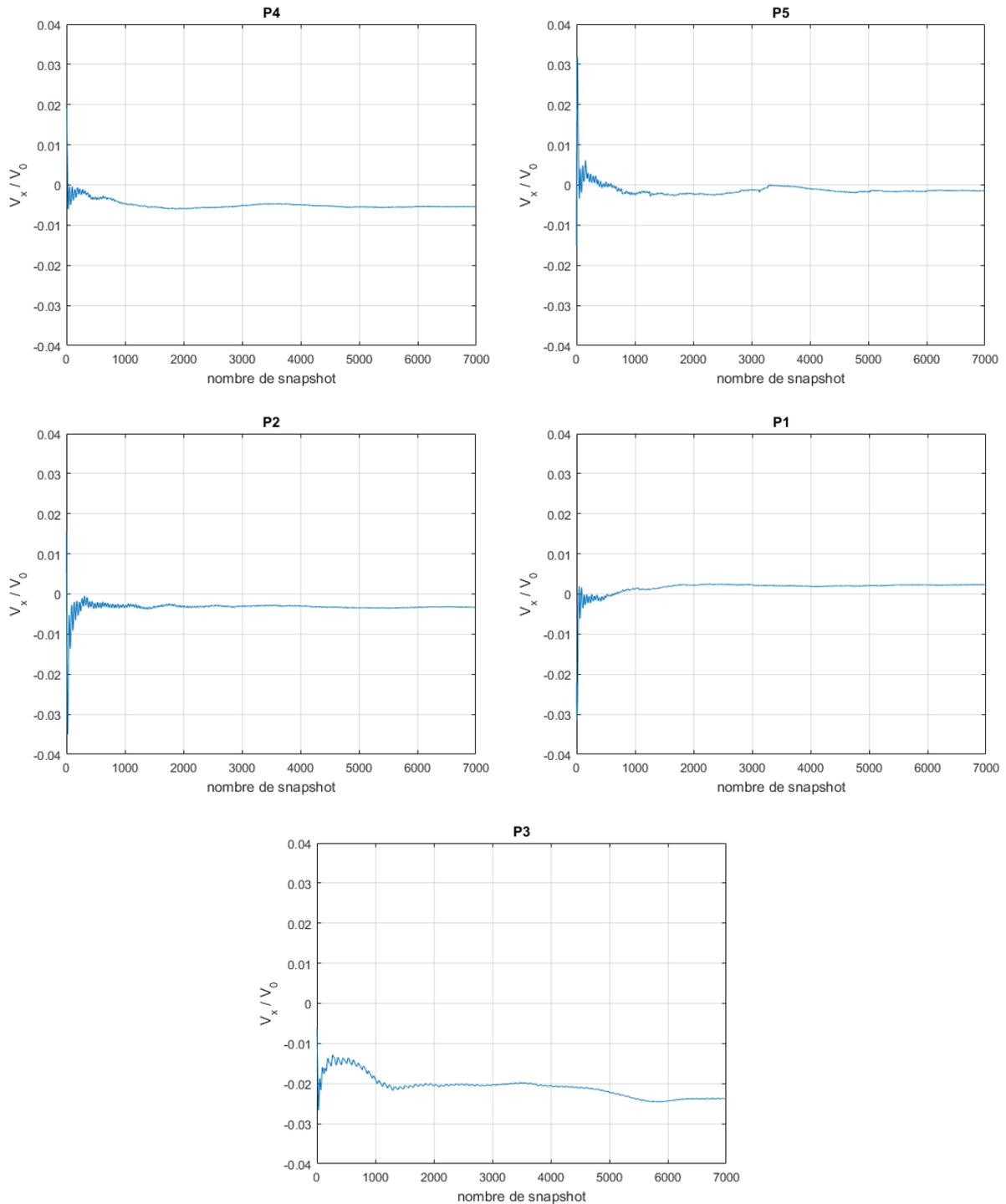


Figure IV.7 : Convergence statistique des vitesses moyennes transversales aux points P1, P2, P3, P4, P5.

Concernant la convergence de la vitesse moyenne transversale au point P3, qui est en fait une vitesse longitudinale pariétale par rapport à la plaque heurtée par le jet, on s'aperçoit que les

phénomènes cycliques lents en marge de cet écoulement font qu'elle se stabilise bien dans un intervalle mais qu'elle continue à fluctuer lentement à la même fréquence que ces phénomènes.

- **Convergence des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales :**

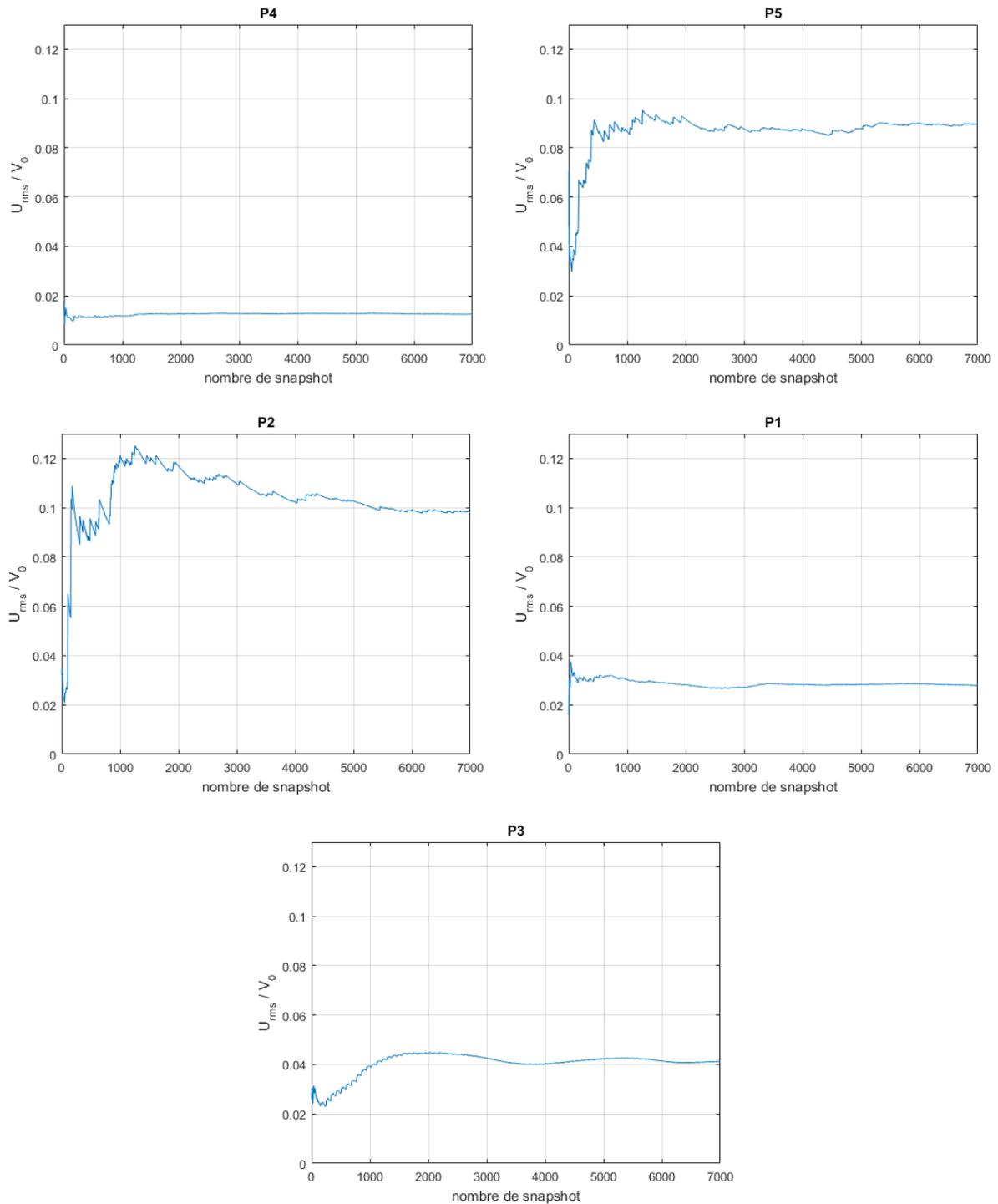
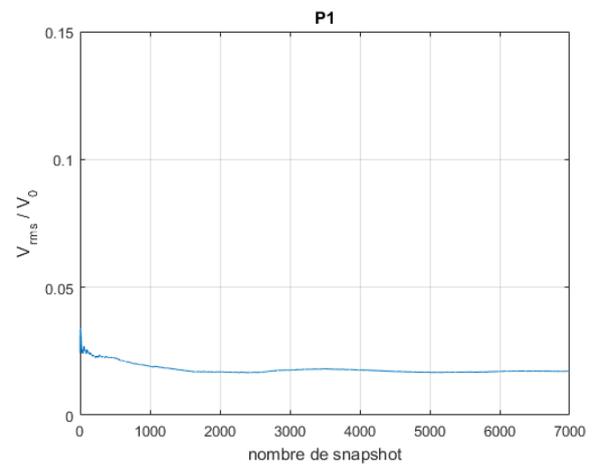
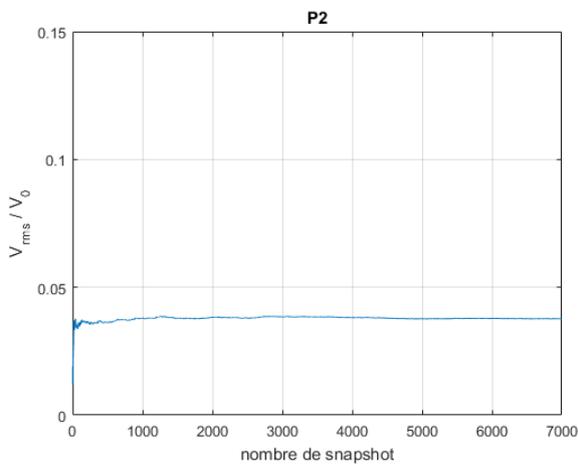
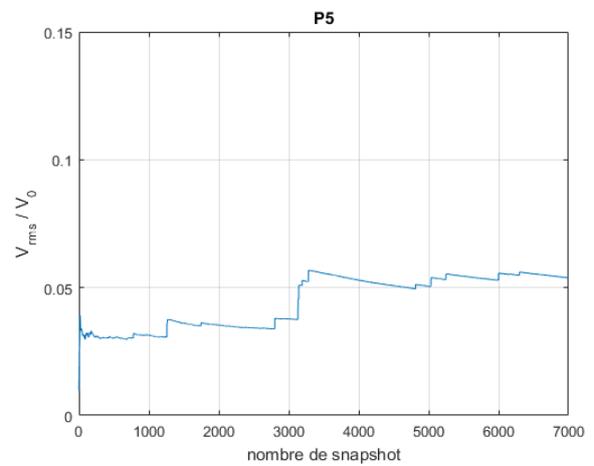
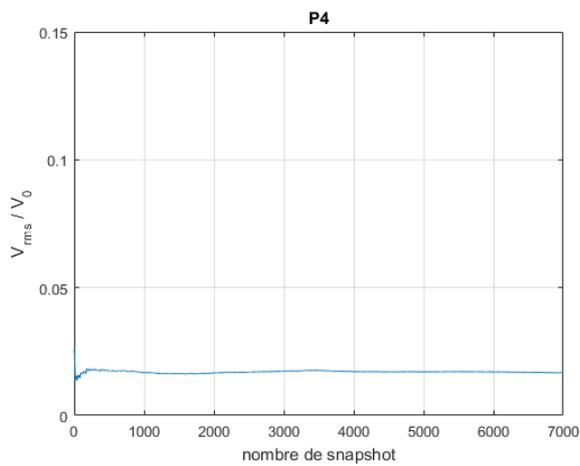


Figure IV.8 : Convergence statistique des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales aux points P1,P2, P3, P4, P5.

Concernant la promptitude des convergences des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales on remarque, en examinant les points situés sur l'axe du jet (P4, P5 et P2), que ceux qui se trouvent loin des zones tourbillonnaires (P4) convergent assez rapidement. Alors que pour les points (P5 et P2) où les structures de Kelvin-Helmholtz se développent de part et d'autre du jet, restreignent l'espace d'évolution de ce dernier et génèrent une accélération à chaque passage, on constate que la convergence se fait beaucoup plus tard.

- **Convergence des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales :**



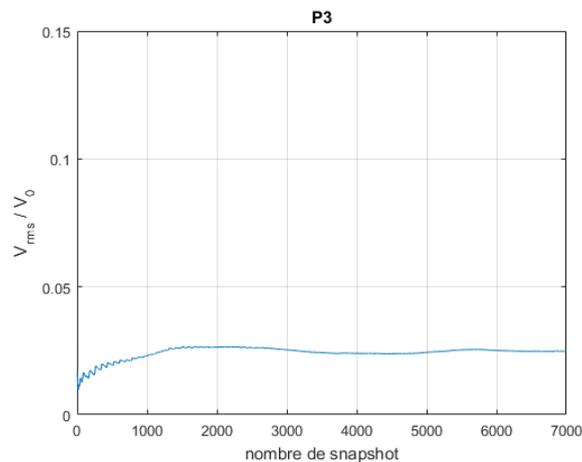


Figure IV.9 : Convergence statistique des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales aux points P1, P2, P3, P4, P5.

Comme pour les autres grandeurs cinématiques moyennes observées, les fluctuations transversales de vitesses sont moins régulières dans la région où l'alternance irrégulière du passage tourbillonnaire crée des fluctuations plus fortes et aléatoires.

IV. 3. Évolution des vitesses sur l'axe du jet

On représente sur la Figure IV.10 l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet normalisée par la vitesse de soufflage V_0 . On remarque que cette vitesse axiale reste constante jusqu'à $y/H = 1,5$. Cela caractérise le cône potentiel où les effets du cisaillement n'ont pas encore atteint l'axe du jet. Puis cette vitesse commence à diminuer progressivement jusqu'à l'approche de la fente de la plaque où elle tend asymptotiquement vers une valeur autour de 50% de la vitesse de soufflage.

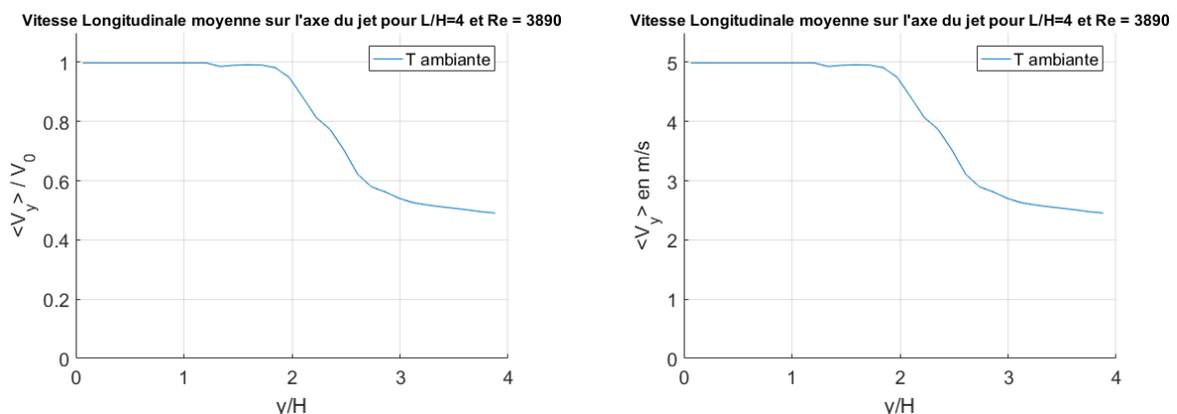


Figure IV.10 : Décroissance de la vitesse longitudinale moyenne axiale pour un jet non confiné et par un rapport d'impact $L/H = 4$ à $Re = 3890$ (normalisée par V_0 et non normalisée en m/s).

Pour un jet libre, habituellement, le cône potentiel a une longueur comprise entre 4 et 6, selon les conditions expérimentales et de soufflage. Pour un jet impactant une surface rigide et pleine, cette région se réduit si elle se trouve contrainte par la distance d'impact. Mais pour est jet impactant une surface fendue, on retrouve une décroissance intermédiaire qui tend vers une limite comprise entre la courbe de décroissance de la zone homothétique du jet libre et l'arrêt pour le jet impactant une surface pleine et rigide.

Concernant la longueur de cette zone de cône potentiel, elle est très fortement influencée par l'amplitude et l'intensité de l'entraînement. En effet, plus l'écoulement a de place pour que les flux d'air entraînés viennent tangenter les limites du jet et plus on va avoir d'érosions sur ce cœur potentiel, ce qui entrainerait une forte réduction de sa longueur. Et c'est exactement ce qui se passe avec ce nouveau convergent. L'espace libéré longitudinalement, associé à la pente extérieure font que ces flux d'air entraînés réduisent considérablement la longueur de cette région potentielle par rapport à une configuration confinée par exemple [9].

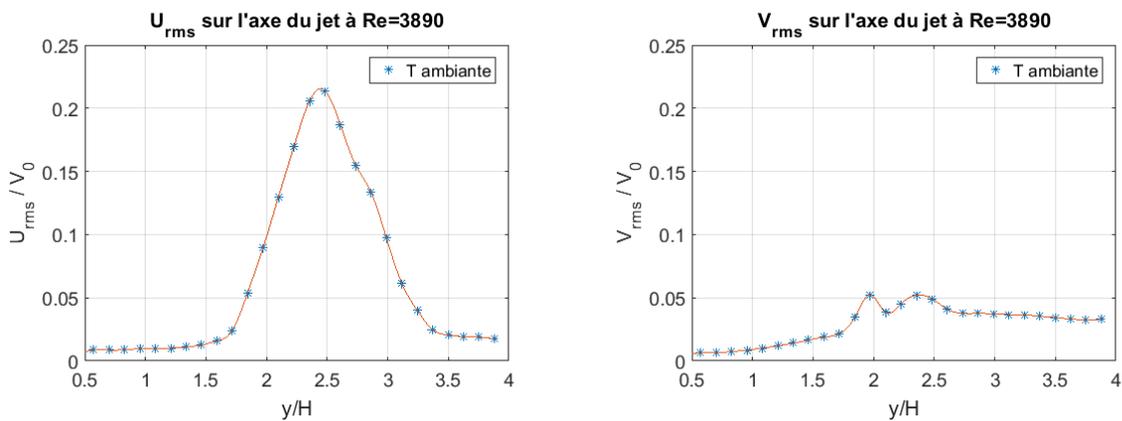


Figure IV.11 : moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes sur l'axe du jet

On représente sur la Figure IV.11 l'évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales (U_{rms}) et transversales (V_{rms}) sur l'axe du jet.

$$U_{rms} = (V_y)_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_1^n (V_y - \langle V_y \rangle)^2}{n}}, n = 7513 \quad (27)$$

$$V_{rms} = (V_x)_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_1^n (V_x - \langle V_x \rangle)^2}{n}}, n = 7513 \quad (28)$$

Notons que U_{rms}/V_0 est appelé également taux de la turbulence longitudinale et que V_{rms}/V_0 est appelé taux de la turbulence transversale.

Jusqu'à $x = 1,5 H$ les moyennes quadratiques adimensionnelles des fluctuations restent inférieures à 2 %. Ce qui est bien particulier pour ce convergent c'est la très forte croissance

des fluctuations sur l'axe du jet pour $1,5 H \leq x \leq 2,5 H$. Sur cette plage, les flux entraînés au-dessus et en dessous du jet, inclinés initialement vers l'axe du jet suivant la pente extérieure du convergent, pénètrent complètement le jet, se rencontrent et génèrent ces fortes turbulences. Pour le cœur potentiel, cela représente une érosion très forte et très prématurée. À partir de $x = 3 H$, les moyennes des fluctuations reprennent des valeurs classiques autour de 3 ou 4 %.

IV. 4. Évolution des profils transversaux de vitesses

IV.4.1. Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales

On représente sur la Figure IV.12 les évolutions transversales des composantes longitudinales des vitesses moyennes pour 4 positions différentes de y/H : 0.5, 1.5, 2.5 et 3.5.

On retrouve ainsi des profils classiques concentrés autour du cône potentiel proche de la buse de soufflage et qui s'élargissent à leur base au fur et à mesure qu'on s'en éloigne.

On retrouve également, au centre de ces évolutions, les valeurs relevées sur la courbe de décroissance de vitesse sur l'axe du jet.

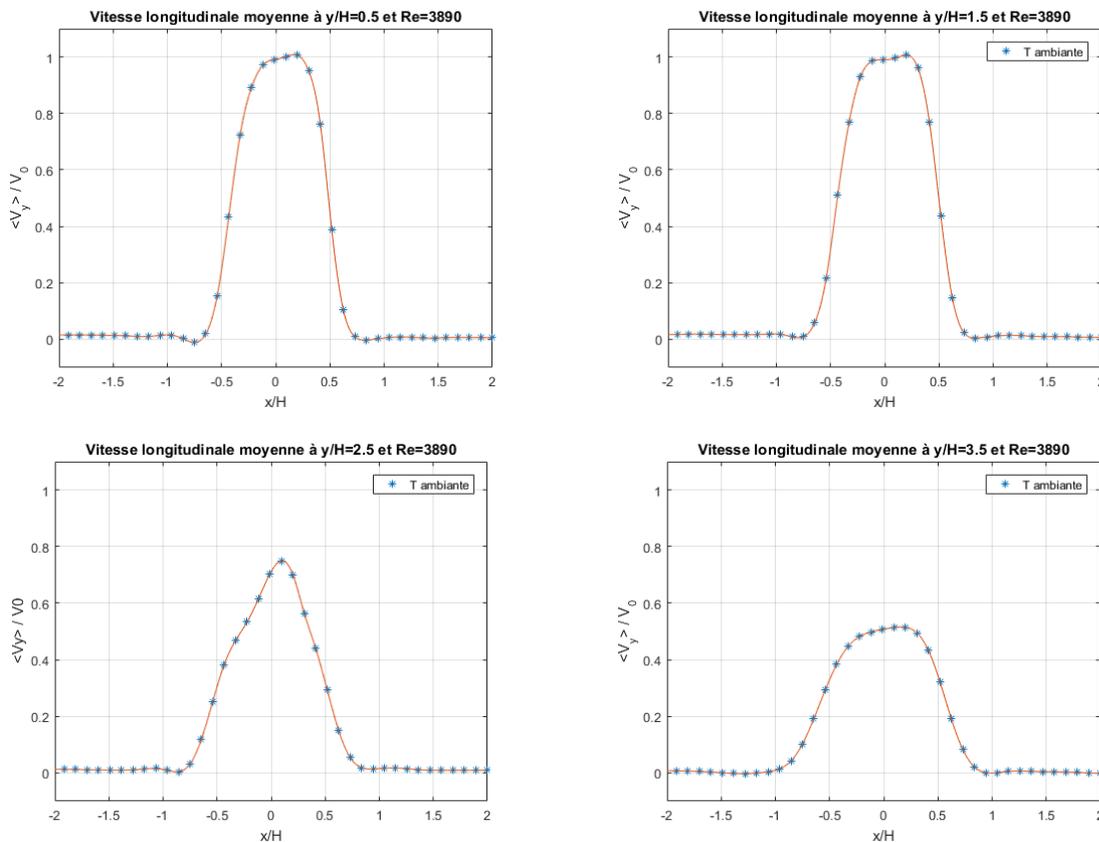


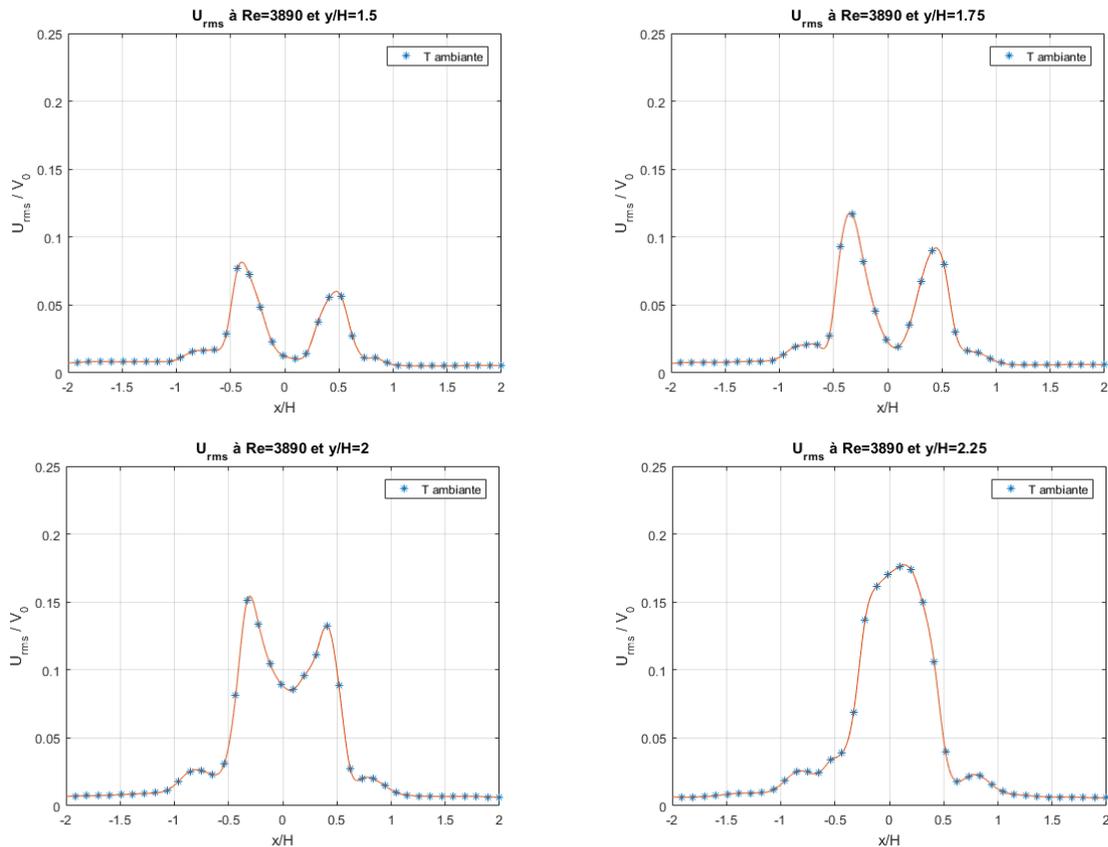
Figure IV.12 : Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.4.2. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales

On représente sur la Figure IV.13 les profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales pour différentes positions de y/H .

On retrouve dans un premier temps les pics dus au cisaillement au bords du jet ($x = \pm 0.5 H$).

Habituellement, dans la zone de développement des grosses structures tourbillonnaires, de part et d'autre du jet, on constate le développement d'un troisième pic, au centre, synonyme de fluctuations dues à l'étranglement du jet par le passage de ces gros tourbillons. Mais ici, ce pic central est tellement développé qu'il englobe les pics périphériques et atteint des valeurs relatives maximale de l'ordre de 24%.



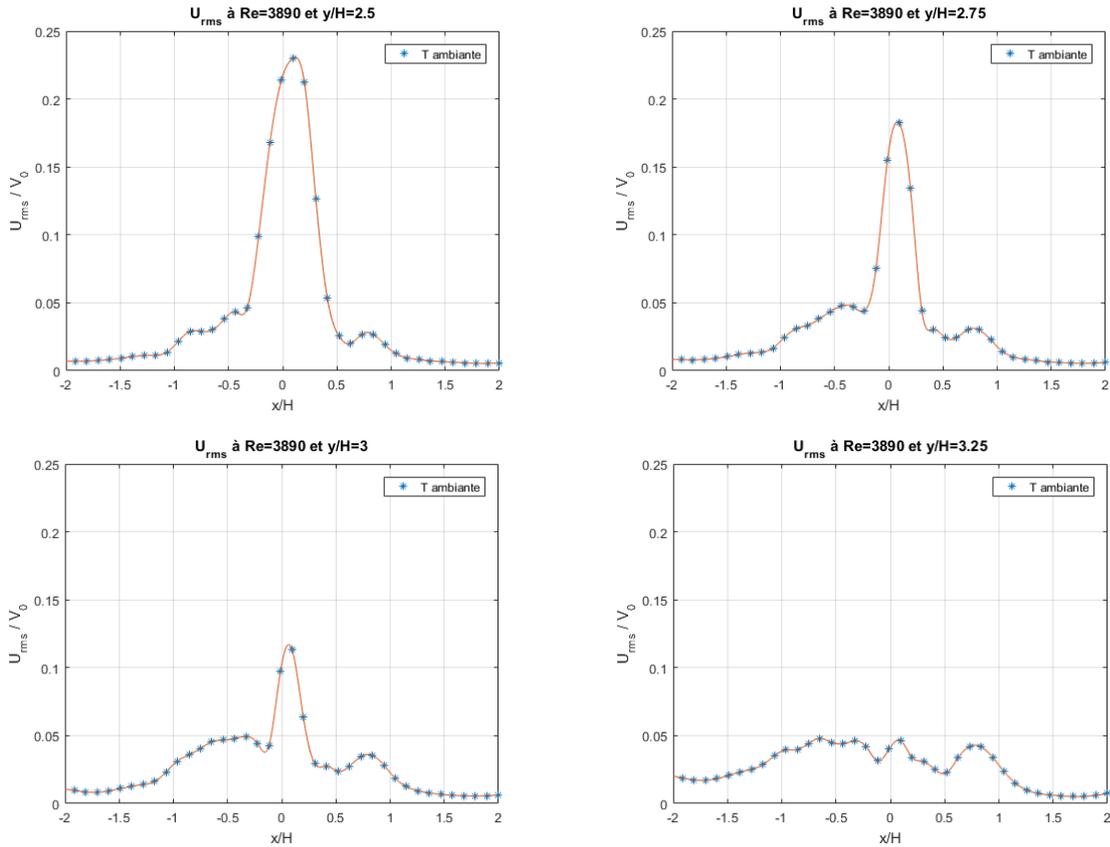


Figure IV.13 : Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes longitudinales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.4.3. Profils transversaux des vitesses moyennes transversales

On représente sur la Figure IV.14 deux profils transversaux des vitesses moyennes transversales. Par rapport à la vitesse de soufflage, ces vitesses restent toujours très faibles, et ici inférieures à 1,4 %. Ce n'est qu'à l'approche de la plaque et à l'amorce de l'écoulement pariétal qu'elles évoluent vers des valeurs légèrement plus grandes avec des extremums ne dépassant pas 6 %.

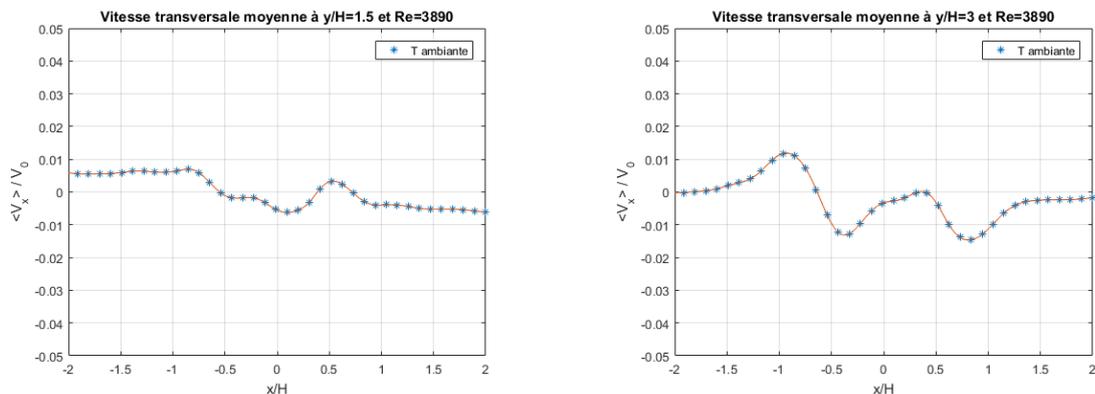


Figure IV.14 : Profils transversaux des vitesses moyennes transversales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.4.4. Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales

On représente sur la Figure IV.15 les profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales en quatre positions différentes de y/H .

Après la buse de soufflage, ces profils présentent des pics dans la zone cisailée et de forts gradients : $x = \pm 0,5 H$. Les hauteurs relatives de ces pics évoluent progressivement de 1 à 2 % près de la buse de soufflage jusqu'à 10 % près de la plaque heurtée par le jet.

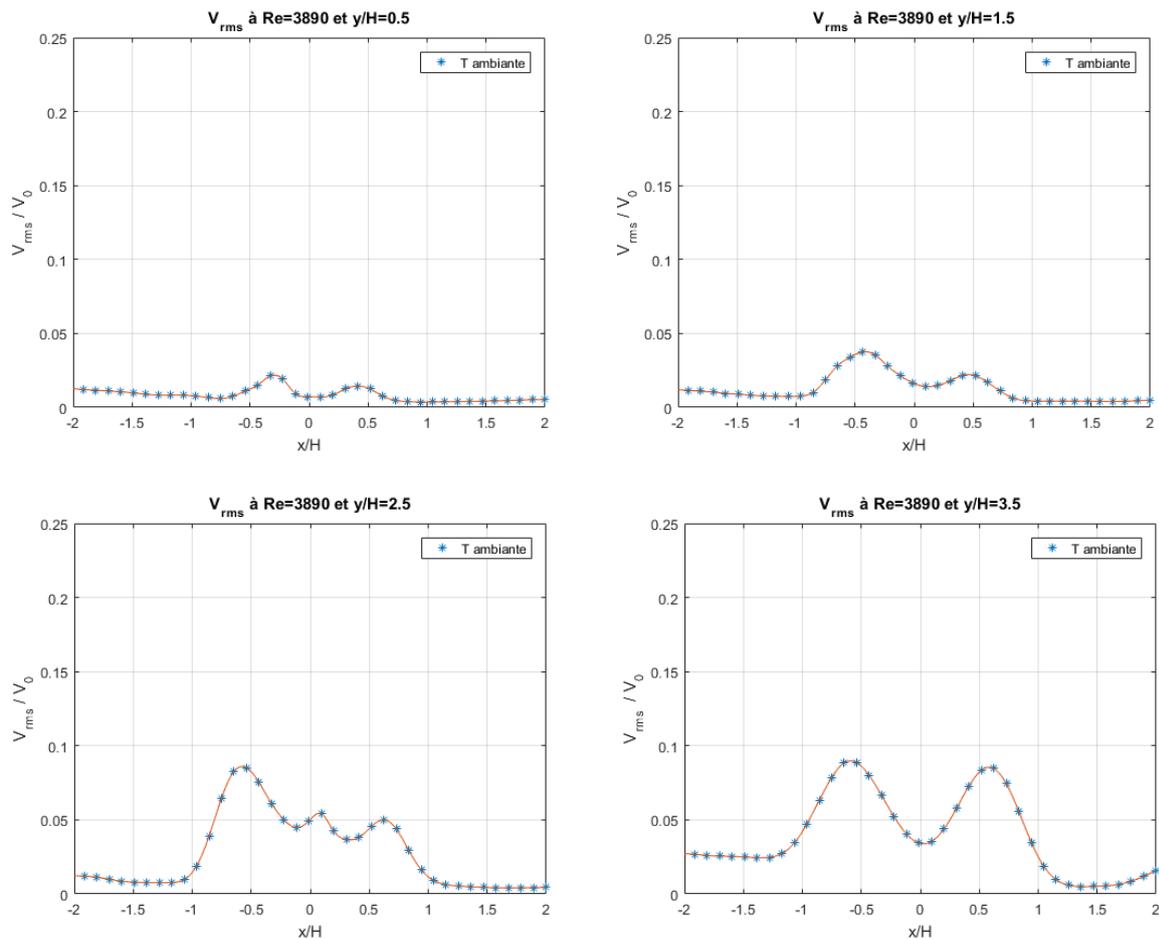


Figure IV.15 : Profils transversaux des moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes transversales pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.5. Évolution des taux de turbulence

Le taux de la turbulence normalisée globale en un point est défini par :

$$\frac{\sqrt{(U_{rms})^2 + (V_{rms})^2 + (W_{rms})^2}}{V_0} \quad (29)$$

On présente sur la Figure IV.16 les profils des taux de la turbulence globale normalisée en quatre positions différentes, de la plus proche de la buse de soufflage à celle qui se rapproche le plus de la plaque fendue. Ces profils cumulent les influences respectives des moyennes quadratiques des fluctuations des 3 composantes de vitesses : U_{rms} , V_{rms} et W_{rms} . Ainsi, les profils de taux de turbulences atteignent toujours leurs extremums dans la zone de mélange. Et ces extremums évoluent progressivement en se rapprochant de la plaque où se produisent les impacts.

Ainsi, l'amplitude des fluctuations est très faible au centre du jet et à proximité de la buse de soufflage qui termine le convergent. C'est en effet la zone du cœur potentiel. Ces fluctuations prennent de l'ampleur en s'éloignant de l'axe vers les couches de mélange et progressivement vers l'aval en se rapprochant de la plaque heurtée par le jet.

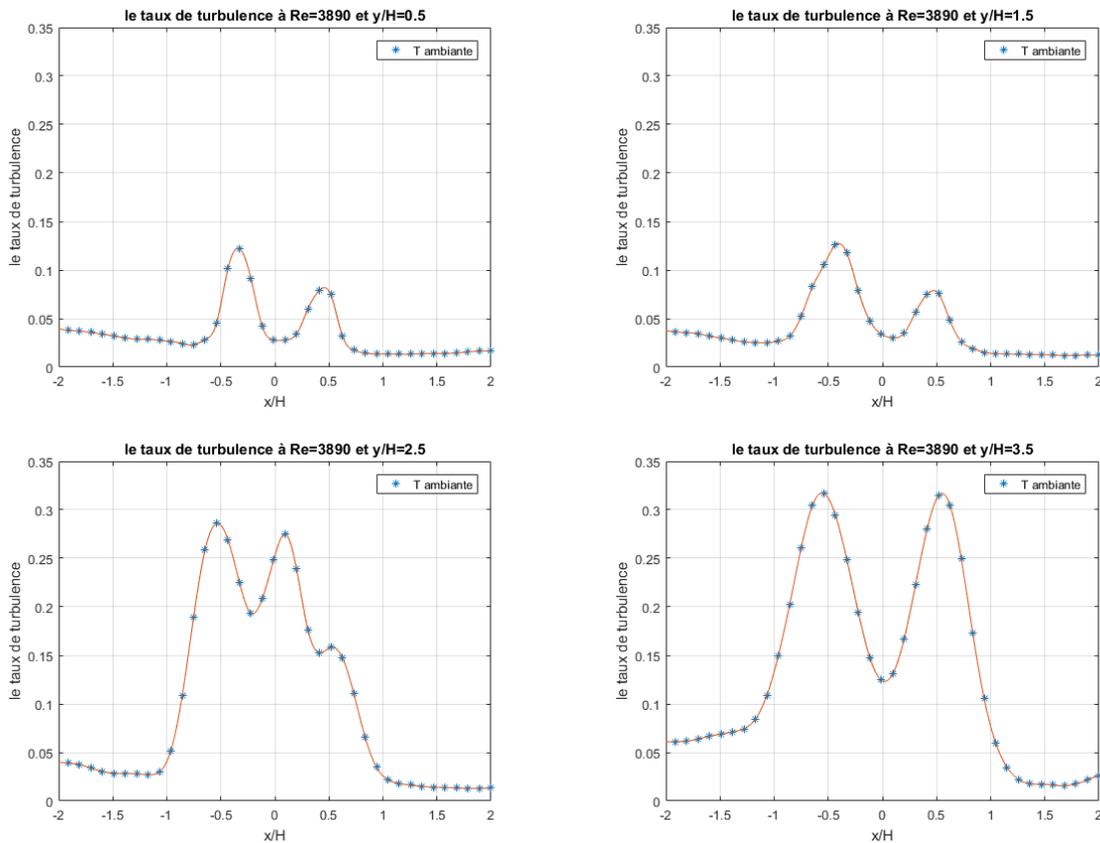


Figure IV.16 : Profils des Taux de turbulences normalisés pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.6. Évolution de l'écoulement pariétal

Lorsque le jet se rapproche de la plaque fendue, les flux d'air entraînés dans la zone de mélange se retrouvent déviés par l'obstacle que représente la plaque et génèrent un écoulement

pariétal. Se retrouvent également dans cet écoulement pariétal les grosses structures tourbillonnaires qui ne passent pas par la fente. Cet écoulement pariétal entraîne également les structures secondaires formées après éclatement des grosses structures qui se sont disloquées après avoir impacté le bord de la fente.

Ainsi, on peut voir sur la Figure IV.17 que les vitesses parallèles à la paroi, qui est ici la plaque fendue heurtée par le jet, atteignent des valeurs maximales près de la paroi et décroissent lentement en s'éloignant de cette plaque. En s'éloignant de l'axe du jet ($|x|$ croissant), la position de ce maximum augmente, alors que la valeur de cette vitesse maximale décroît. Elle passe ainsi de près de 6 % de la vitesse de soufflage près de l'axe du jet à des valeurs de plus en plus faibles.

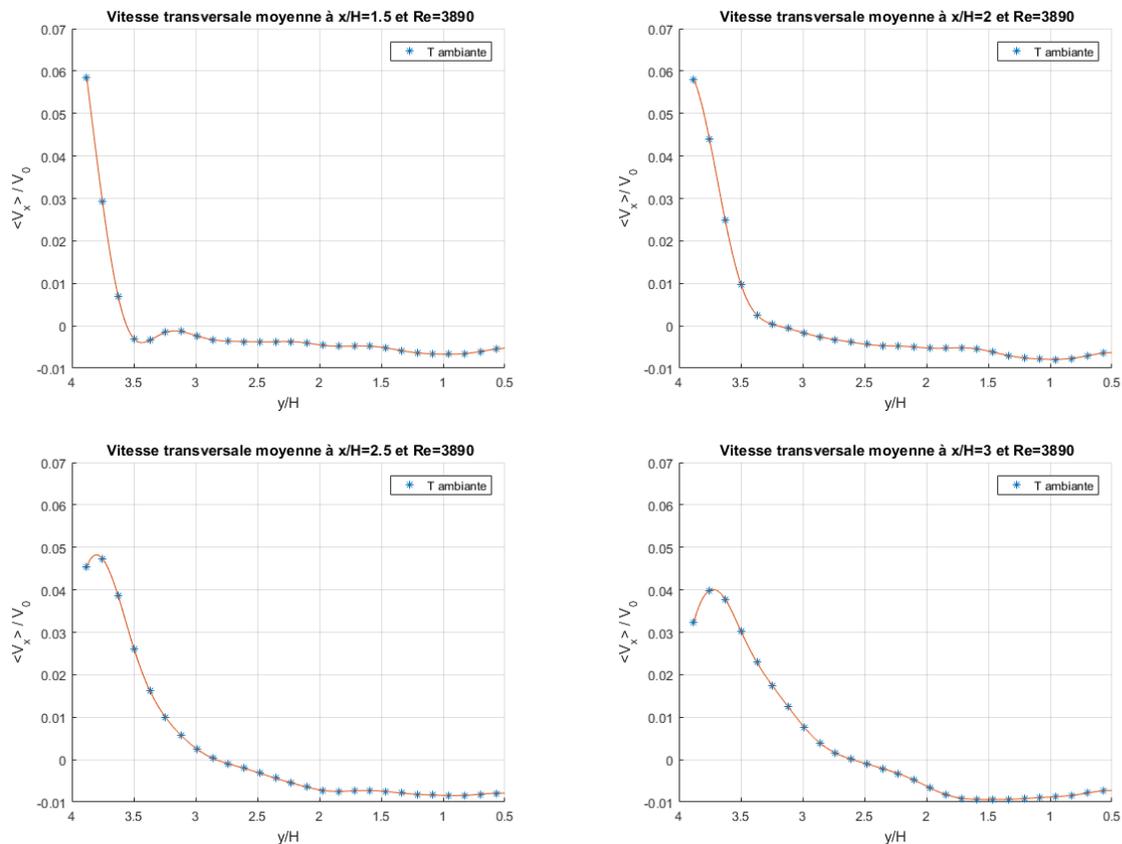


Figure IV.17 : Profils de vitesses au sein de l'écoulement pariétal pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7. Dynamique tourbillonnaire

Afin de caractériser la dynamique tourbillonnaire des écoulements étudiés, nous avons, dans un premier temps, repéré la position des grosses structures en utilisant les critères classiques et la vitesse transversale. On donne, ci-dessous, un exemple de résultat pour chaque technique.

Nous avons ensuite analysé les trajectoires et les dimensions des grosses structures générées par le jet.

IV.7.1. La Vorticité

La vorticité a longtemps été utilisée pour localiser et visualiser les tourbillons dans les écoulements turbulents. La vorticité est définie comme le rotationnel de la vitesse : $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \boldsymbol{v}$. Ainsi, pour repérer les tourbillons on utilisait le critère de maximum de vorticité qui fixe le centre du tourbillon comme étant le maximum local du module de vorticité. Mais ce critère ne suffit pas pour distinguer de façon sûre, dans un écoulement, la rotation et le cisaillement ! Ce critère de maximum de vorticité demeure une condition nécessaire mais non suffisante pour détecter les centres des tourbillons.

On représente sur la Figure IV.18 un exemple d'application de ce critère sur un de nos champs cinématiques à un instant donné. On voit bien que ce critère ne fait pas de distinction entre les grosses structures tourbillonnaires et la zone de mélange où règne un fort cisaillement.

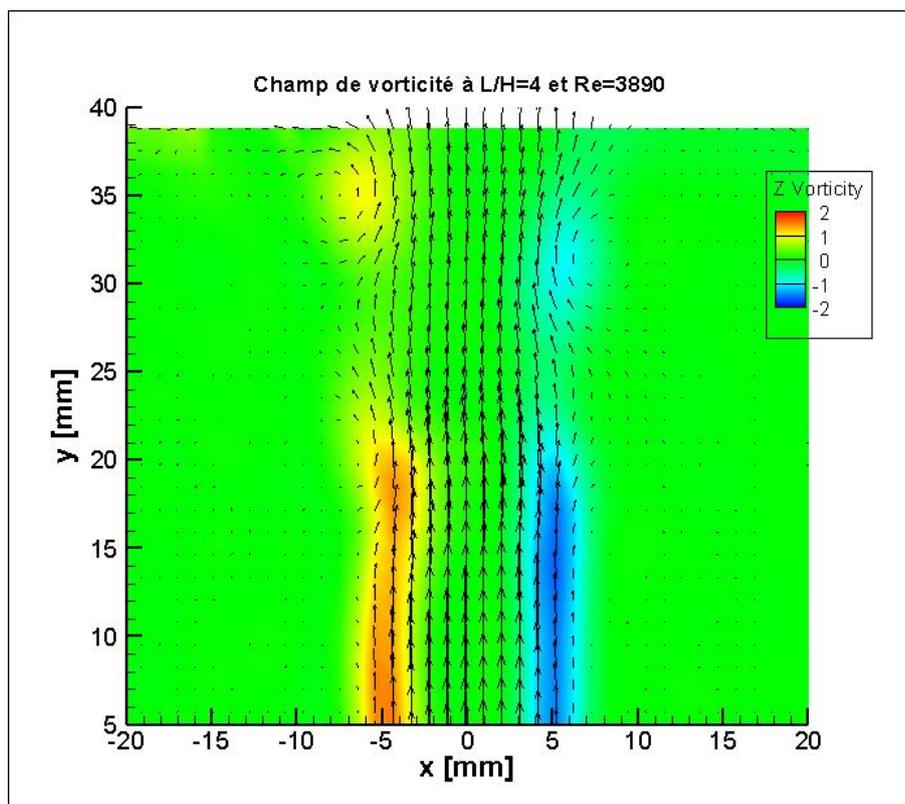


Figure IV.18 : Exemple d'application du critère de Vorticité sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7.2. Le Critère Q

Le critère Q est un outil de détection des structures tourbillonnaires. Il se base sur le calcul du tenseur du gradient de vitesses : $Q = 0,5 (\|D\|^2 + \|R\|^2)$ où D et R sont respectivement la partie symétrique (tenseur de déformation) et antisymétrique (tenseur de rotation) du gradient de vitesses. Q mesure ainsi la dominance locale de la rotation par rapport à la déformation.

De la sorte, ce critère décrit le tourbillon comme une zone où $Q > 0$ avec une condition de pression inférieure à la pression ambiante dans l'écoulement. De ce fait, il définit le centre du tourbillon comme étant la valeur maximale de Q.

On représente sur la Figure IV.19 un exemple d'application de ce critère sur un de nos champs cinématiques à un instant donné. On voit bien que ce critère ne repère que les structures tourbillonnaires sans aucune confusion avec les zones de forts cisaillements.

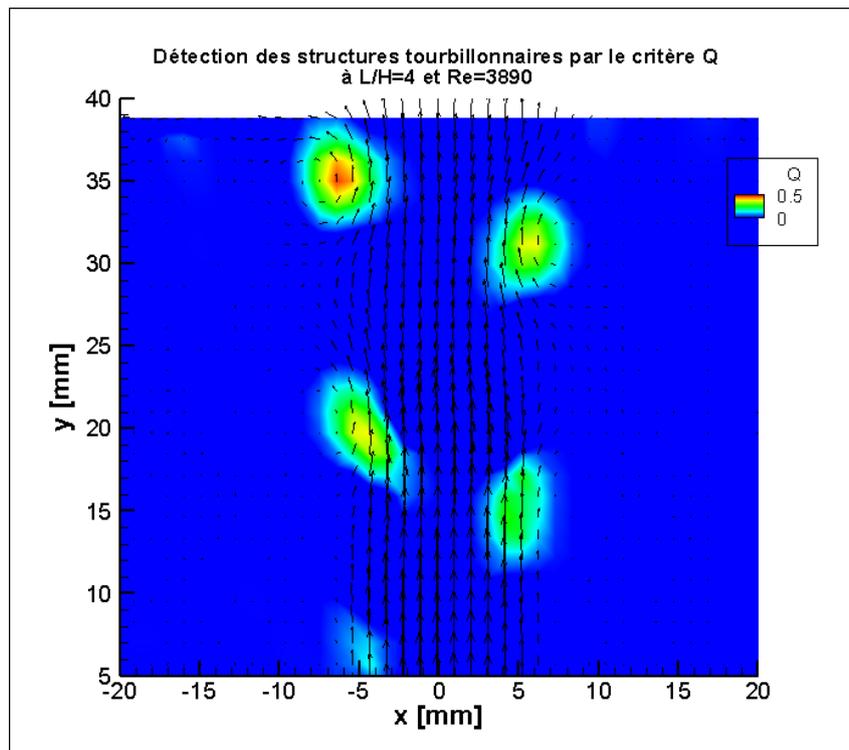


Figure IV.19 : Exemple d'application du critère Q sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7.3. Le Critère λ_2

Le critère λ_2 est utilisé pour identifier les structures tourbillonnaires dans un écoulement turbulent et localiser leurs centres. C'est le critère le plus utilisé pour l'identification des structures cohérentes. Il consiste à trouver les valeurs propres du tenseur symétrique $D^2 + R^2$

(D étant le tenseur des déformations et R celui des rotations). Ce tenseur a 3 valeurs propres réelles λ_1 , λ_2 et λ_3 telles que $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$. Les zones où $\lambda_2 < 0$ définissent le corps du tourbillon et correspondent aux pressions minimales tourbillonnaires. Et l'extrémum de λ_2 est le centre du tourbillon.

On représente sur la Figure IV.20 un exemple d'application de ce critère sur un de nos champs cinématiques à un instant donné. Ce critère repère bien les structures tourbillonnaires. En 2D, il donne les mêmes résultats que le critère Q.

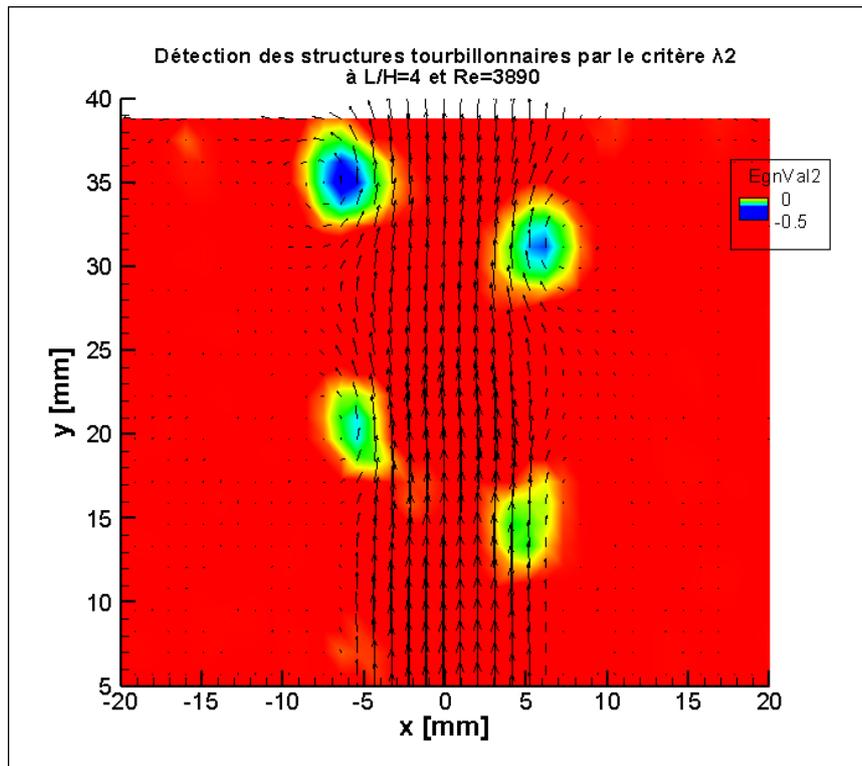


Figure IV.20 : Exemple d'application du critère λ_2 sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7.4. La Vitesse transversale

Les extremums des vitesses transversales à un instant donné permettent de repérer les limites d'un tourbillon. En effet le corps du tourbillon se trouve entre ces deux limites. Ainsi, nous pouvons aussi utiliser ce procédé pour repérer les structures tourbillonnaires.

Sur la Figure IV.21, on présente un exemple d'application de cette technique sur un de nos champs cinématiques à un instant donné.

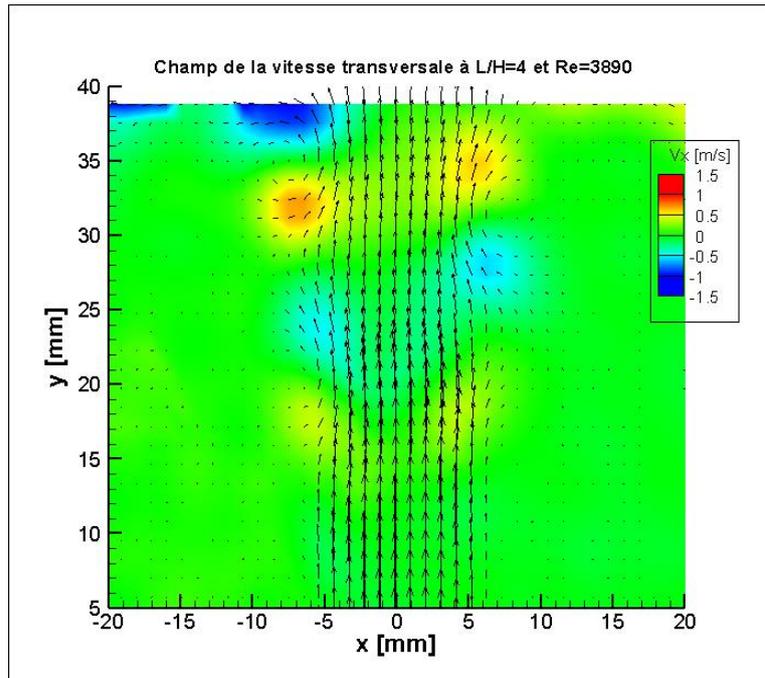


Figure IV.21 : Exemple d'application de la technique de la vitesse transversale sur un champ cinématique pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7.5. Les trajectoires des structures tourbillonnaires

Les trajectoires des structures tourbillonnaires sont relevées et suivies afin de comprendre les dynamiques tourbillonnaires atypiques responsables de l'apparition des sons auto-entretenus.

Ainsi, les champs de λ_2 sont superposés au cours du temps, à des instants successifs, pour apprécier les trajectoires.

On peut voir sur la Figure IV.22, deux exemples de ce suivi. Dans un premier temps on relève grossièrement ces trajectoires (figure de gauche). Ensuite, en ne gardant que l'extremum de λ_2 (figure de droite), on réalise un suivi fin. On repère ainsi les différentes trajectoires présentes dans cette configuration d'écoulement.

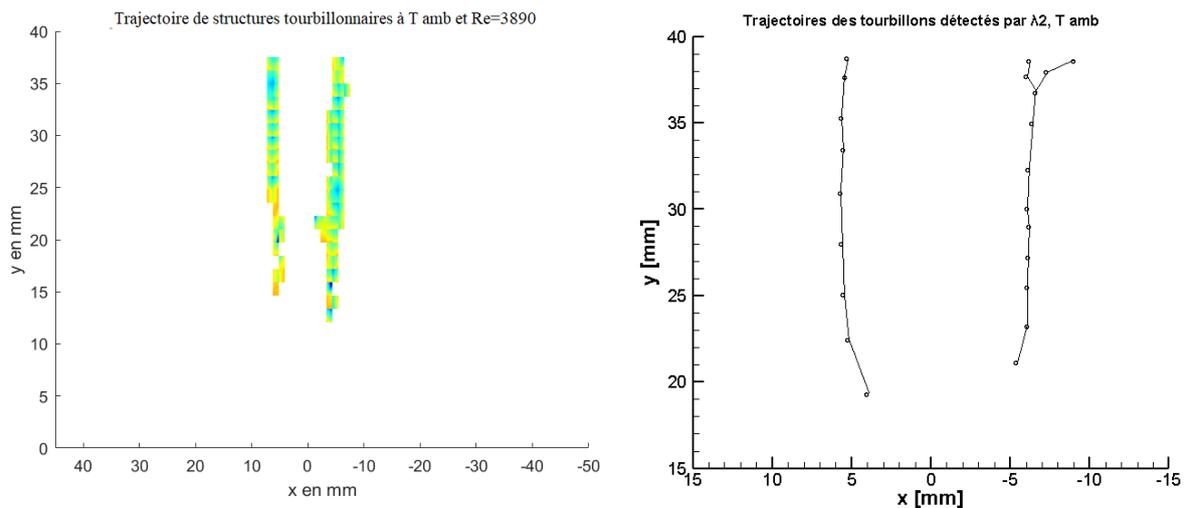


Figure IV.22 : Les trajectoires des structures tourbillonnaires à $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

IV.7.6. Dimensions des tourbillons

On s'intéresse dans cette partie aux diamètres et aux positions des grosses structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz générées par le cisaillement sur les bords du jet puis entrainés dans l'écoulement.

Afin de mieux visualiser les tourbillons et de bien repérer leurs contours, nous les examinons dans un repère relatif en retranchant la vitesse d'entraînement. Nous présentons un exemple de ce procédé sur la Figure IV.23.

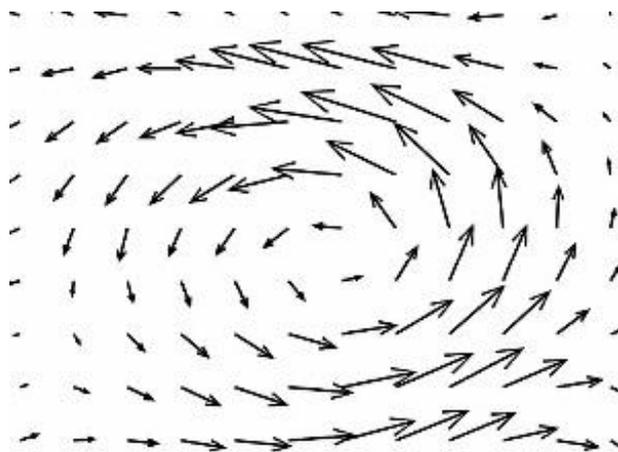


Figure IV.23 : Tourbillon dans son repère relatif

Nous avons calculé le diamètre de tourbillons par deux techniques différentes.

La première technique revient à tracer l'évolution de la composante transversale de la vitesse relative \vec{V} sur une droite verticale passant par le centre du tourbillon. On peut aussi tracer

l'évolution de la composante transversale de la vitesse relative \vec{V} sur une droite horizontale passant par le centre du tourbillon. Les courbes représentatives de ces vitesses atteignent une valeur nulle au centre du tourbillon et des extrémums sur les contours de ce tourbillon. Ainsi le diamètre du tourbillon en question représente la distance entre deux extrémums successifs de signes opposés.

Nous pouvons voir sur la Figure IV.24, l'application de cette technique sur un exemple. On voit pour ce cas que nous mesurons un diamètre de 7 mm ($D_{T_{amb}} = 7 \text{ mm}$). On refait cette méthode suivant différents axes afin d'améliorer la précision. En effet, les tourbillons n'étant pas parfaitement circulaires nous faisons une moyenne pour obtenir ce diamètre.

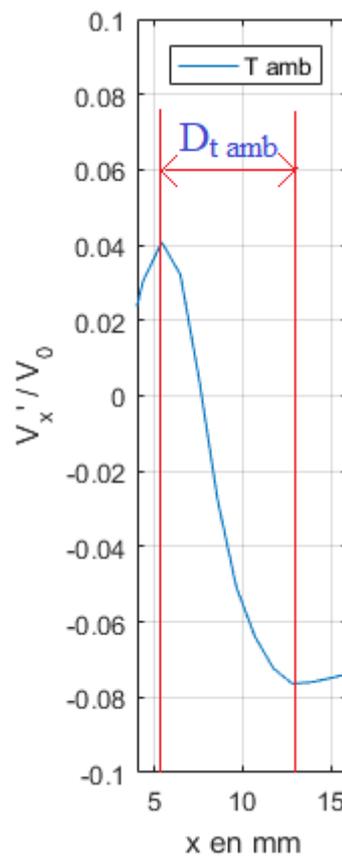


Figure IV.24 : Le diamètre du tourbillon en utilisant la composante transversale de la vitesse relative \vec{V}

La deuxième technique pour calculer le diamètre des tourbillons est basée sur le calcul de la circulation tourbillonnaire Γ , ou l'intensité tourbillonnaire I .

$$I = \frac{\Gamma}{S} \quad (30)$$

$$\Gamma = \int_C \vec{V} \cdot d\vec{l} \quad (31)$$

Où S est la surface du tourbillon et C est le contour.

On commence par un contour C assez petit et proche du centre du tourbillon, puis on agrandit progressivement le contour, la valeur de Γ varie jusqu'à atteindre une valeur au-delà de laquelle elle garde une valeur constante. On peut utiliser cette limite comme étant le rayon du tourbillon. On présente sur la Figure IV.25 un exemple de l'évolution de la circulation en fonction du rayon.

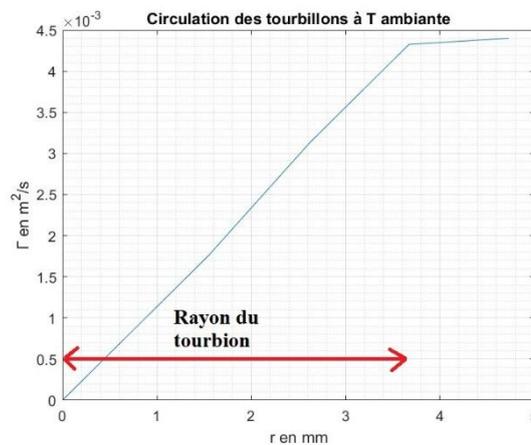


Figure IV.25 : Détermination du rayon des tourbillons en utilisant la circulation

IV.8. Corrélations Aéro-acoustiques

IV.8.1. Détection du passage des tourbillons

Afin d'analyser les corrélations entre la dynamique tourbillonnaire et les boucles de sons autoentretenues nous nous sommes penchés sur le repérage des grosses structures et nous nous sommes intéressés à leurs fréquences de détachements et de passages

Ainsi, nous avons choisi 6 points différents sur les trajectoires de passages de ces tourbillons (Figure IV.26). Et nous avons examiné l'évolution de la vitesse transversale en ces points Figure IV.27.

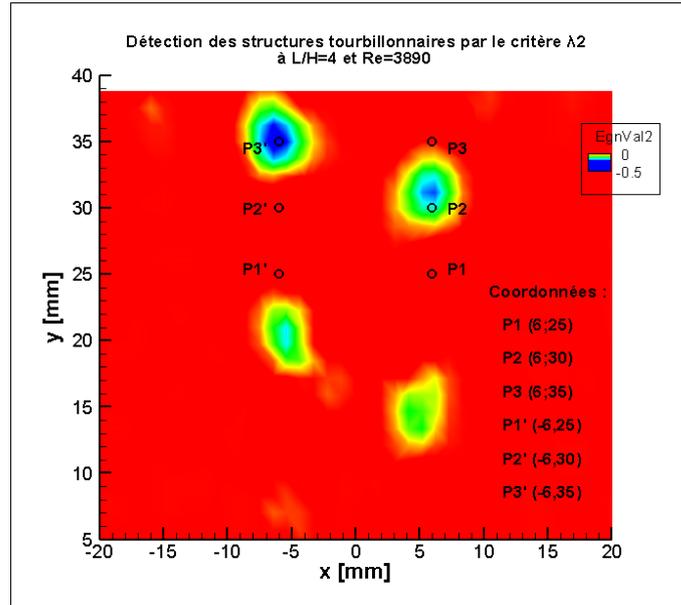
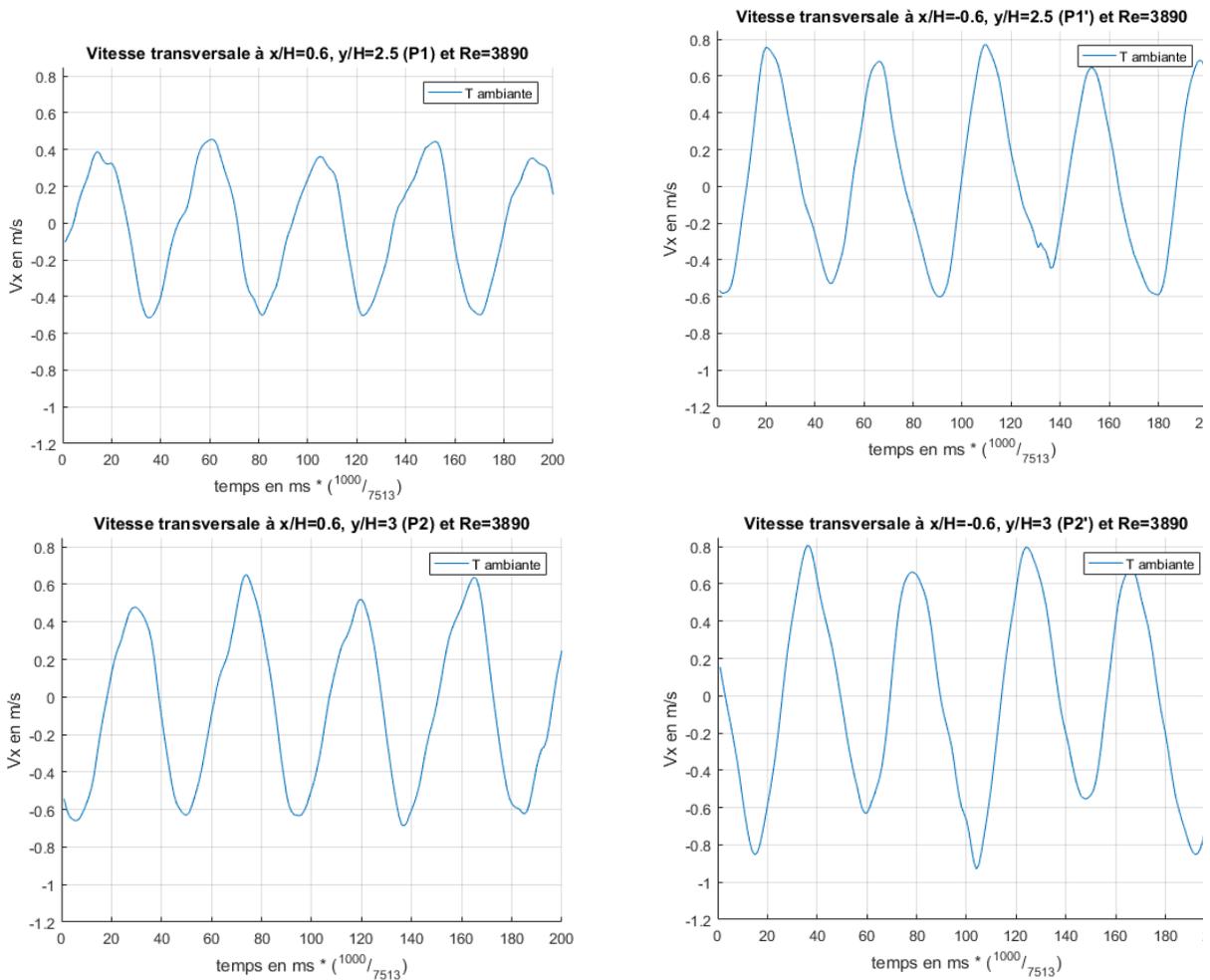


Figure IV.26 : Positions et coordonnées des points de repérage des tourbillons



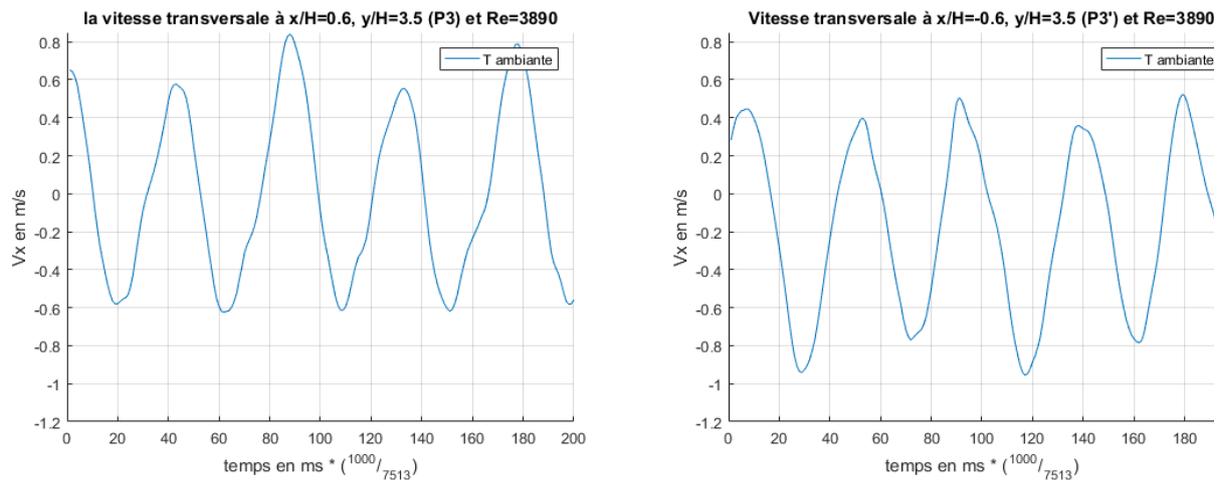
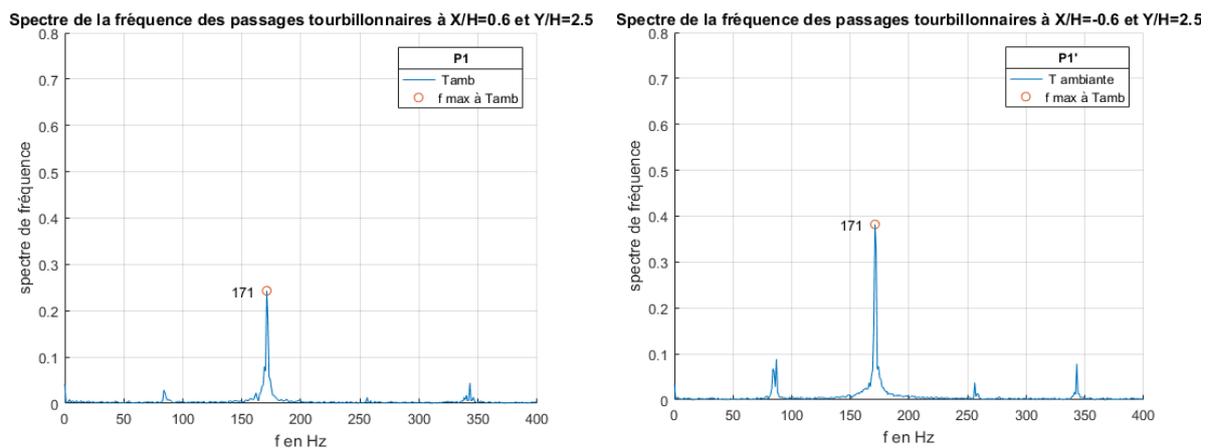


Figure IV.27 : Évolution temporelle de la vitesse transversale aux points choisis

La turbulence et les fluctuations autour des trajectoires font que les amplitudes de ces vitesses transversales varient d'un point à un autre et même au cours du temps. Mais leurs périodes (fréquence de passage des tourbillons) ne dépendent pas de la précision avec laquelle ces points ont été choisis. Ainsi, les spectres de fréquences obtenus sont tous identiques, comme on va le voir plus bas.

IV.8.2. Fréquences de passages tourbillonnaires

En appliquant la FFT aux signaux de vitesses relevés aux différents points d'interrogation, on obtient la fréquence de passage des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz. On peut voir sur la Figure IV.28 à quelle fréquence ces tourbillons passent par les points choisis.



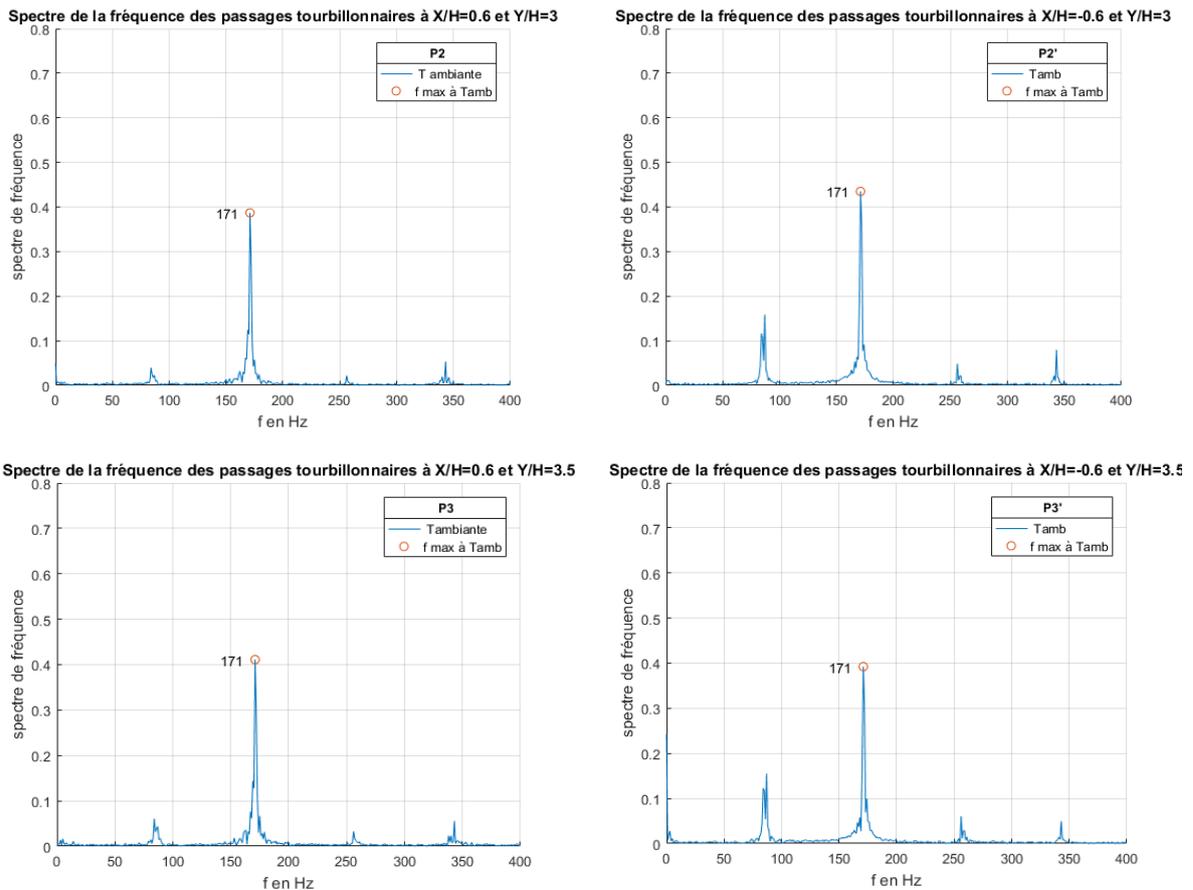


Figure IV.28 : Spectres des fréquences de passages tourbillonnaires par les points choisis

On constate ainsi que les structures tourbillonnaires générées par cet écoulement avec un rapport d'impact L/H de 4 et un nombre de Reynolds de 3890 passent à une fréquence de 171 Hz. On retrouve également dans ces spectres, avec de plus faibles amplitudes, la sous harmonique à 86 Hz ainsi que les harmoniques à 258 Hz et à 342 Hz.

IV.8.3. Fréquences acoustiques générées par cet écoulement

Les mesures Stéréo-PIV réalisées dans ce chapitre ont été synchronisées avec des mesures acoustiques effectuée simultanément. Ainsi, en parallèle avec cette métrologie particulière pour l'obtention des champs cinématiques instantanés, des acquisitions microphoniques ont été faites avec une fréquence d'échantillonnage encore plus fine. On peut voir sur la Figure IV.29 le spectre des fréquences présentes dans cet enregistrement acoustique.

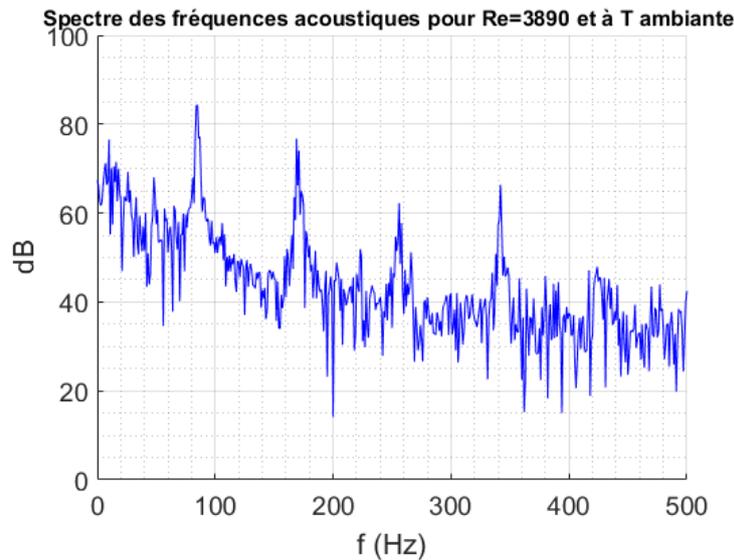


Figure IV.29 : Spectre des fréquences acoustiques rayonnées par le jet impactant pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$

Ce spectre est caractéristique de l'installation d'une boucle de sons auto-entretenus. Il fait apparaître une fondamentale à 86 Hz ainsi que sa première harmonique à 172 Hz. Les corrélations avec la dynamique tourbillonnaire seront discutées ci-dessous.

IV.8.4. Suivi des impacts et déviations des structures tourbillonnaires

Après avoir obtenu et représenté les spectres de fréquences de passages tourbillonnaires et de champs acoustiques rayonnés, une analyse des corrélations aéroacoustiques peut être opérée. En effet, on constate que la fréquence fondamentale, de la boucle de sons auto-entretenus, installée au sein de cet écoulement est égale à la moitié de celle relative aux passages tourbillonnaires. Cela nous incite donc à réaliser un suivi temporel de ces structures tourbillonnaires afin de relever les rapports entre celles qui sont déviées et celles qui sont déformées ou disloquées avant d'être aspirées.

Pour cela, nous avons d'abord réalisé une analyse sur un enregistrement entier. Constatant la répétition du même phénomène, nous le représentons sur une courte séquence avec le suivi temporel qu'on peut voir sur la Figure IV.30.

Sur un coté du jet on constate que les tourbillons sont toujours déviés (tourbillons notés A). De l'autre côté du jet, nous avons une alternance entre des tourbillons qui sont déviés (tourbillons notés C) et ceux qui arrivent sur l'arrête vive de la fente, qui sont fortement déformés, puis aspirés à travers la fente (tourbillons notés B).

On sait que ce sont les étranglements au niveau de la fente créés par ces déformations des structures tourbillonnaires qui génèrent les plus forts pics [9]. Ainsi, étant donné qu'ils passent 172 tourbillons par seconde. Et qu'un sur deux va générer un étranglement au niveau de la fente. On retrouve bien la fréquence fondamentale de la boucle de sons autoentretenus qui s'installe à 86 Hz.

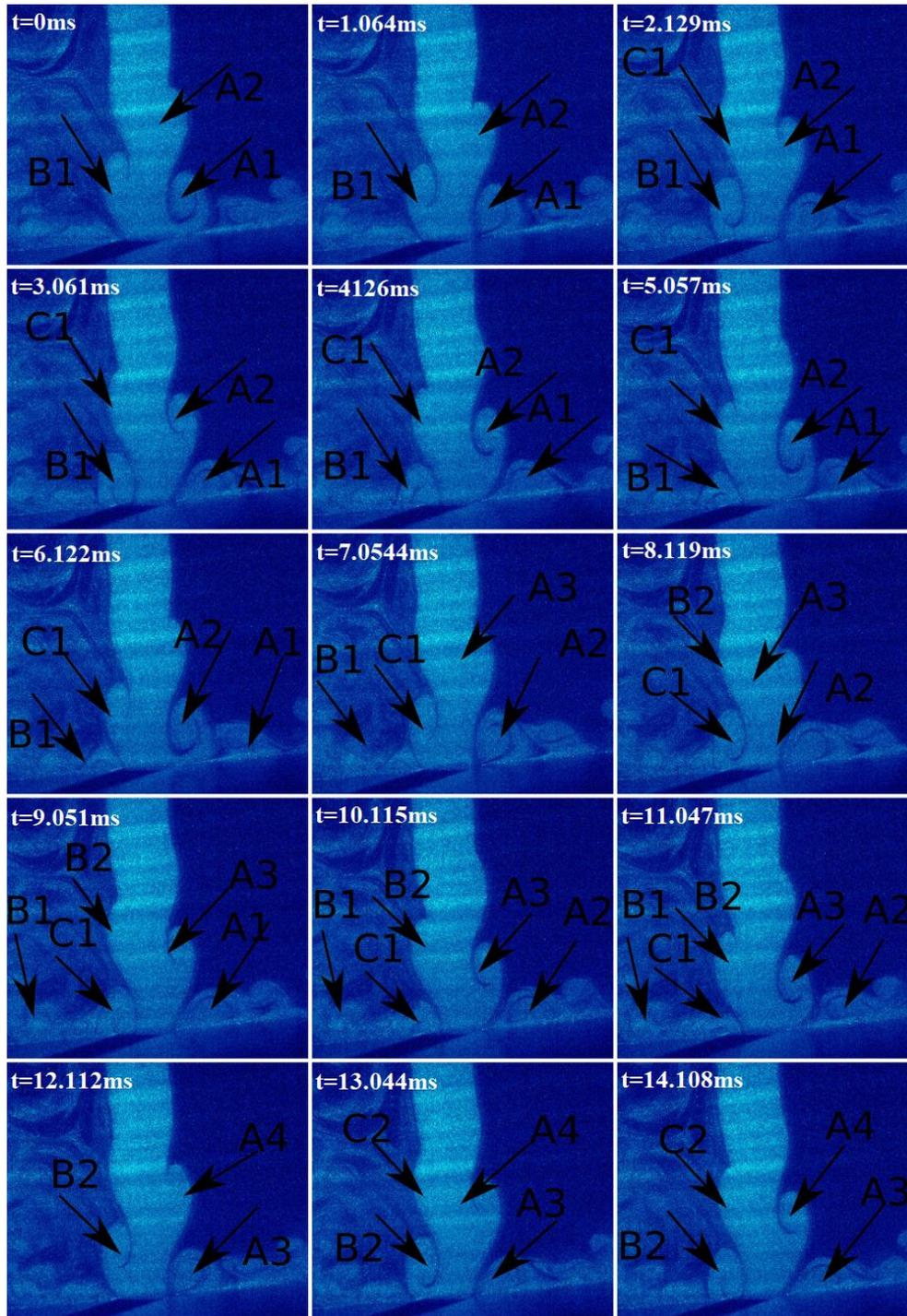


Figure IV.30 : Suivi des déviations et des aspirations des structures tourbillonnaires pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$

IV.9. Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la caractérisation des écoulements générés par des jets impactants des surfaces fendues dans des configurations bruyantes. Ainsi nous avons dans un premier temps montré le caractère atypique de ces écoulements avec les fortes fluctuations aux bords du jet et le raccourcissement du cœur potentiel.

Nous avons ensuite analysé les différents profils transversaux pour plusieurs positions, ainsi que la dynamique tourbillonnaire matérialisée par les structures de Kelvin-Helmholtz. Cette dynamique tourbillonnaire a été appréhendée à travers différents points de vue et avec un éventail d'outils assez fourni. En effet, en plus des critères classiques de détection des structures tourbillonnaires, nous avons utilisé les composantes transversales de vitesses pour déterminer la fréquence de passage de ces grosses structures, des repères relatifs pour visualiser les contours des tourbillons et la circulation pour calculer les rayons de ces structures tourbillonnaires.

L'analyse des spectres acoustiques et dynamiques met en exergue une corrélation entre la fréquence fondamentale de la boucle de sons auto-entretenus installée et le passage tourbillonnaire par la fente. En effet, les tourbillons qui naissent dans la zone de forts cisaillements et qui sont entraînés par l'inertie du jet, ne concourent pas tous à l'amplification de la fréquence prépondérante au sein des sons émis. Seuls ceux qui arrivent sur la fente et qui réduisent le débit passant après qu'ils se soient déformés et aspirés contribuent à cette amplification.

Chapitre V : Effet de la température de la plaque heurtée par le jet sur la cinématique de l'écoulement, la dynamique tourbillonnaire générée et les corrélations aéro-acoustiques

Table des matières

V.1. Introduction	118
V.2. Mise en œuvre des enregistrements aéro-acoustiques	118
V.3. Influence de la température de la plaque sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement.....	119
V. 3.1. Évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées	119
V. 3.2. Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées	120
V.3.3 Évolution des profils des vitesses moyennes longitudinales en fonction de la température de la plaque	121
V.3.4 Évolution des profils des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales en fonction de la température de la plaque	123
V.3.5 Évolution des profils des vitesses moyennes transversales en fonction de la température de la plaque	125
V.3.6 Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales en fonction de la température de la plaque	125
V.3.7. Évolution des taux de turbulence en fonction de la température de la plaque impactée par le jet.....	127
V.3.8. Évolution de l'écoulement pariétal en fonction de la température de la plaque heurtée par le jet.....	128
V.4. Influence de la température de la plaque sur la dynamique tourbillonnaire	129
V.4.1. Examen de l'influence de la température en utilisant la vorticité	130
V.4.2. Analyse de l'effet de la température avec les critères Q et λ_2	131

V.4.3. Influence de la température de la plaque sur les trajectoires des structures tourbillonnaires	132
V.4.4. Effet de la température de la plaque impactée par le jet sur les dimensions des tourbillons.....	134
V.4.5. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le déphasage entre les tourbillons.....	136
V.4.6. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur la fréquence de détachement et de passage des structures tourbillonnaires	137
V.4.7. Visualisation de la dynamique tourbillonnaire pour différentes températures de la plaque impactée par le jet.....	140
V.5. Analyse de l'influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le champ acoustique rayonné.....	144
V.5.1. Évolution du niveau acoustique en fonction de la température de la plaque impactée	144
V.5.2. Évolution des fréquences en fonction de la température de la plaque impactée.....	144
V.6. Corrélations aéro-acoustiques	145
V.7. Conclusion	146

V.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous convoitons la mise en exergue de l'influence du chauffage de la plaque fendue, heurtée par le jet, sur le champ cinématique, sur la dynamique tourbillonnaire, sur le champ acoustique rayonné et sur les corrélations aéro-acoustiques d'une façon générale.

En effet, les analyses thermo-acoustiques, du chapitre III, nous ont montré que la température de la plaque impactée par le jet a une certaine influence sur le champ acoustique rayonné. Cette influence n'est pas très marquée, néanmoins, nous avons bien enregistré que le chauffage de la plaque génère une légère augmentation du niveau acoustique, et une stabilisation des fréquences présentes dans le champ rayonné. Cette stabilisation s'opère en renforçant les fréquences fondamentales des boucles de sons auto-entretenus dans les configurations robustes ou en faisant disparaître les fréquences gênantes dans les cas instables.

Dans la continuité de ces investigations, nous avons réalisé des mesures aéro-acoustiques synchronisées, à trois températures différentes de la plaque heurtée par le jet. Pour cela, nous avons réalisé, à température ambiante, des mesures Stéréo-PIV afin d'accéder aux champs cinématiques tout en enregistrant les sons générés pour un nombre de Reynolds favorable à l'installation d'une boucle de rétroaction. Et nous avons renouvelé ces expériences pour deux autres températures de la plaque fendue.

Nous allons, dans ce chapitre, présenter les résultats et les analyses relatives à ces mesures. Nous envisageons ainsi pouvoir estimer l'influence de l'élévation de la température de la plaque fendue impactée par un jet à température ambiante sur les grandeurs cinématiques et acoustiques liées à cet écoulement.

V.2. Mise en œuvre des enregistrements aéro-acoustiques

Les mesures S-PIV sont réalisées avec le dispositif expérimental présenté au chapitre II et selon le même protocole (fréquence, échantillons, ...) que ce qui a été exposé au chapitre IV. Le chauffage de la plaque est contrôlé par une alimentation spécialement dédiée à cet effet et piloté par Labview. La phase d'échauffement et de refroidissement de la plaque dure deux heures. Les mesures S-PIV sont réalisées en premier lieu à température ambiante, puis en phase de chauffage d'abord à 65 °C puis à 90 °C. On peut voir sur la figure ci-dessous, les moments où les acquisitions S-PIV synchronisées avec des mesures acoustiques sont réalisées.

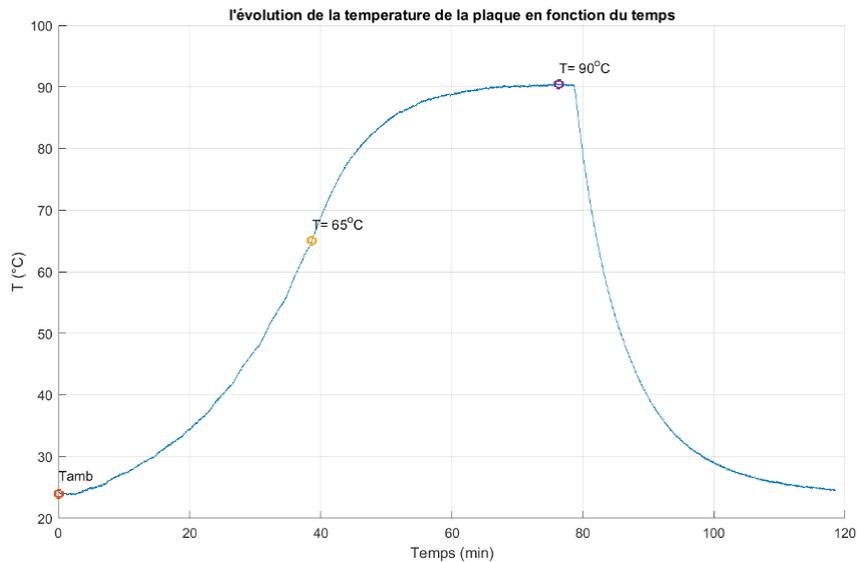


Figure V.1 : Les moments de SPIV, pendant l'échauffement de la plaque

V.3. Influence de la température de la plaque sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement

Pour chaque série de mesures S-PIV, la convergence statistique a bien été vérifiée. Pour ce qui suit, nous avons utilisé 7513 doublets d'images pour calculer 7513 champs cinématiques. Suite à cela, nous avons opéré en appliquant les traitements présentés au chapitre IV.

V. 3.1. Évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées

On présente sur la Figure V.2, l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet, pour les trois températures de plaque expérimentées. On constate que cette vitesse axiale reste, pour les trois températures, constante et égale à la vitesse de soufflage jusqu'à $y/H = 1,25$. Au-delà de cette limite, la décroissance s'opère progressivement, d'abord pour la température la plus élevée, pour se terminer avec la température la plus basse.

Ainsi, à première vue, cette évolution appuierait l'hypothèse que l'augmentation de la température de la plaque engendrerait une naissance prématurée des structures tourbillonnaires.

Aussi, après $y/H = 3.25$, les trois courbes se confondent et on retrouverait le même comportement de cette vitesse axiale, autour d'une valeur égale à la moitié de la vitesse de soufflage.

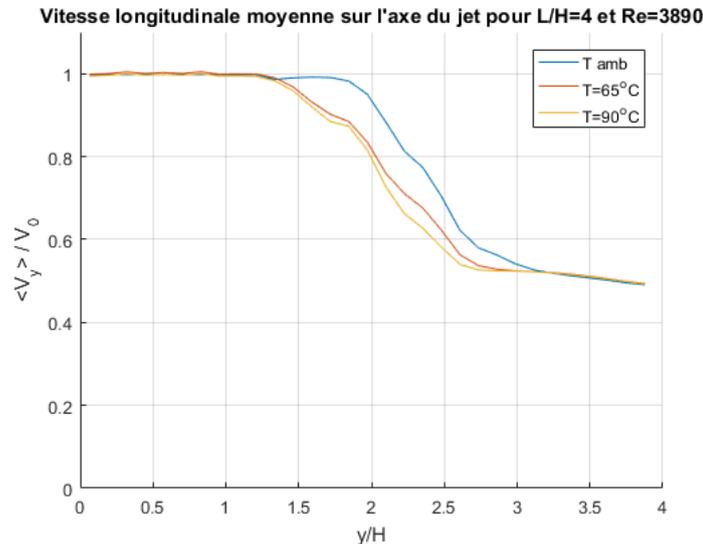


Figure V.2 : Décroissance de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet pour un rapport d'impact $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.

V. 3.2. Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées

On peut voir sur la Figure V.3, comment les fluctuations des vitesses longitudinales évoluent sur l'axe du jet et surtout comment la température de la plaque heurtée par le jet influence cette transformation.

On avait déjà souligné, au chapitre IV, le caractère atypique de ce jet et le fait que ces fluctuations se produisent assez rapidement après le soufflage. On remarque ici que l'élévation de la température de la plaque les rends encore plus précoces. Ainsi, par un effet de vases communicants, l'effet du chauffage de la plaque gagnerait les flux d'air entraînés de part et d'autre de ce jet plan, les intensifie et provoque ainsi une destruction prématurée et avancée du cône potentiel.

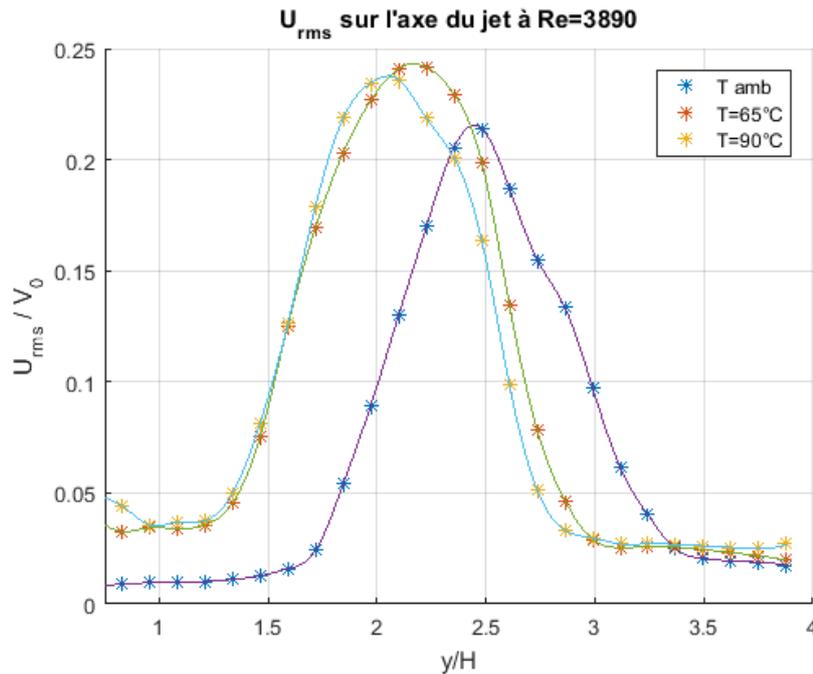


Figure V.3 : Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$

V.3.3 Évolution des profils des vitesses moyennes longitudinales en fonction de la température de la plaque

On peut observer, sur la Figure V.4, les évolutions transversales des composantes longitudinales de la vitesse moyenne pour les trois températures expérimentées et à quatre distances différentes de la buse de soufflage.

On remarque, là aussi, que l'augmentation de la température de la plaque impactée par le jet accélère la réduction des profils transversaux. Ainsi, ils décroissent plus vite pour la température la plus forte.

Comme pour les vitesses axiales, on constate des différences à l'amorce de la phase de décroissance, mais après cette réduction, les profils reprennent des allures similaires.

Chapitre V : Effet de la température de la plaque heurtée par le jet sur la cinématique de l'écoulement, la dynamique tourbillonnaire générée et les corrélations aéro-acoustiques

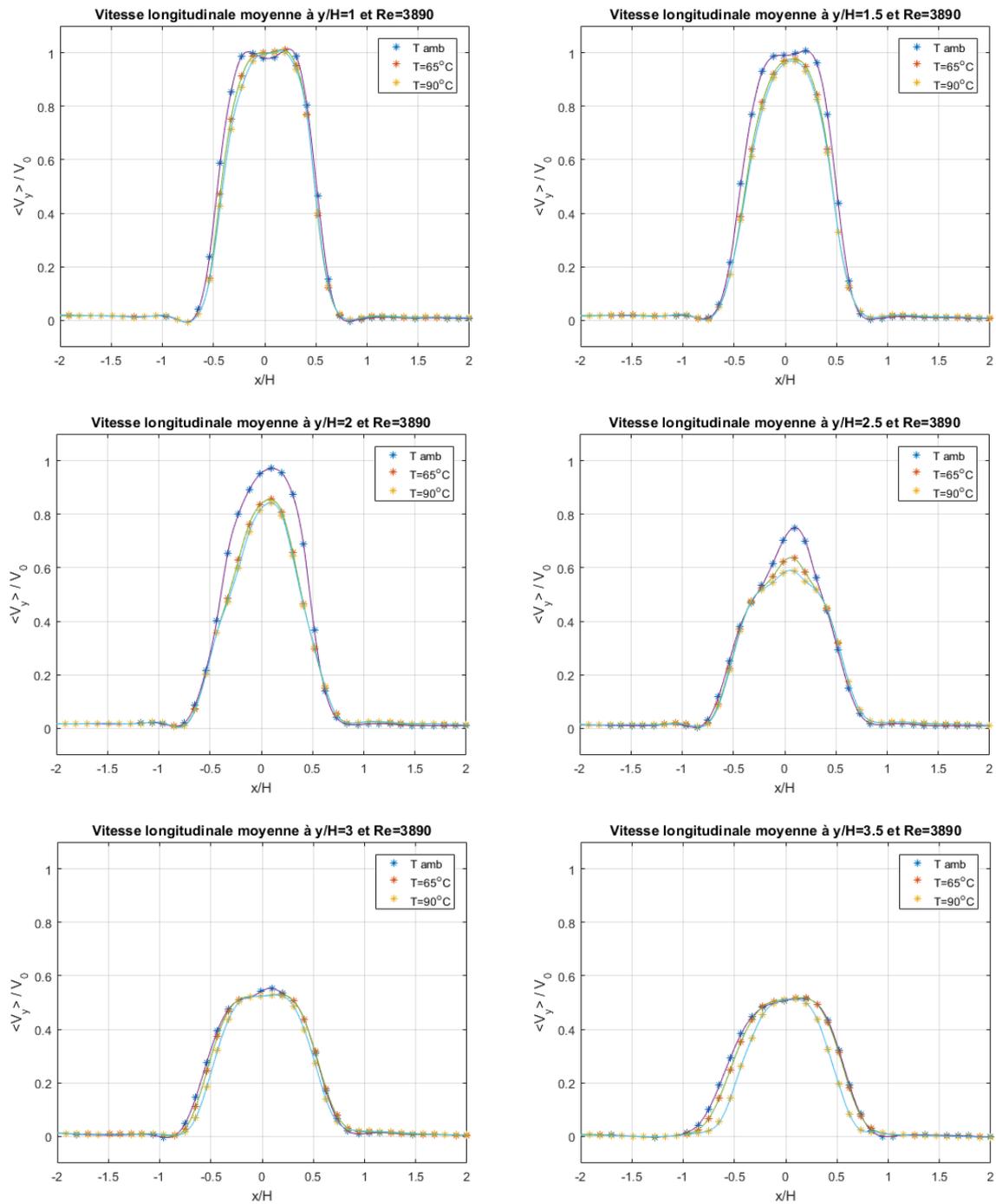


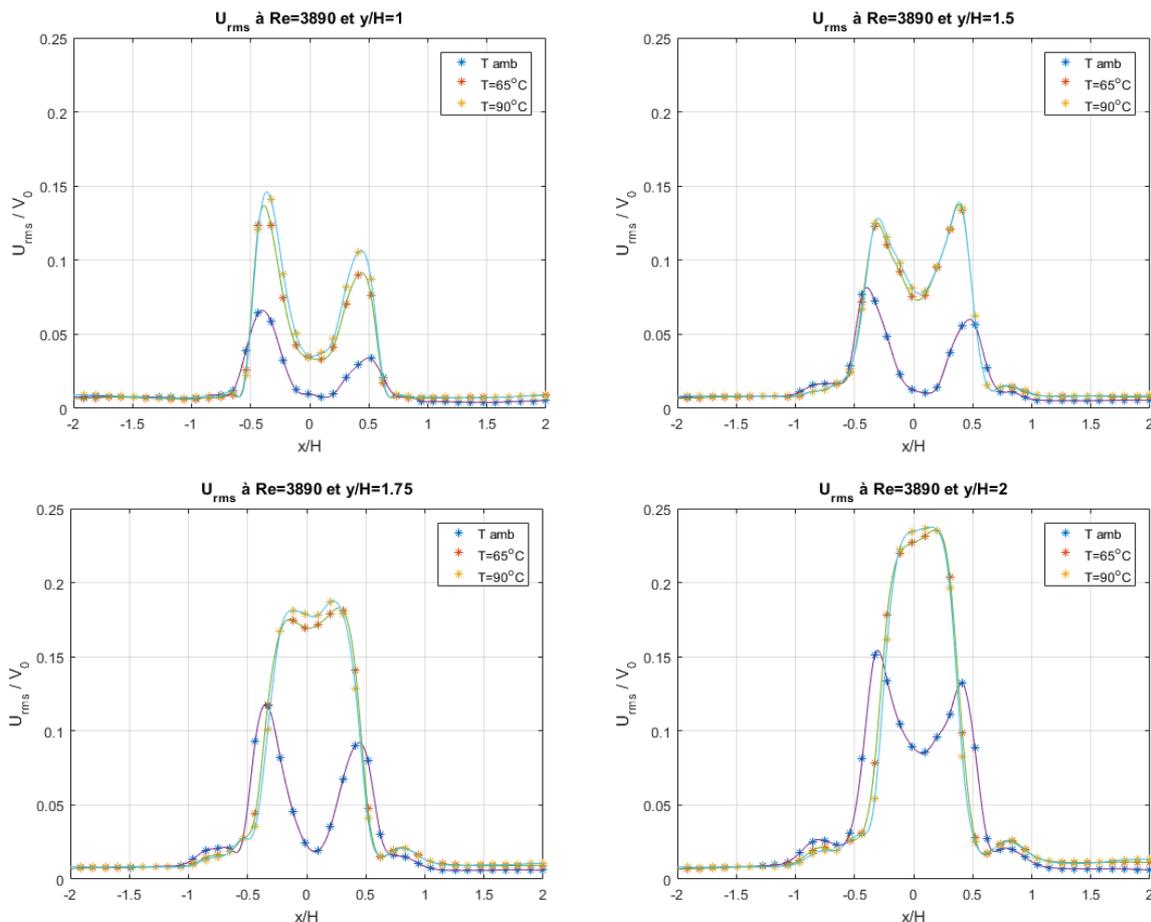
Figure V.4 : Profils transversaux des vitesses moyennes longitudinales à plusieurs positions suivant l'axe du jet à $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.

V.3.4 Évolution des profils des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales en fonction de la température de la plaque

On représente sur la Figure V.5, en différentes positions ($1 \leq y/H \leq 3,5$), l'évolution des profils transversaux des fluctuations des vitesses longitudinales à trois températures de la plaque heurtée par le jet.

On remarque dans un premier temps la portée de cette influence qui atteint la surface du cône potentiel très près de la buse de soufflage. De ce fait, lorsque la température de la plaque augmente, la moyenne quadratique de ces fluctuations normées par la vitesse de soufflage, avoisine les 15 % dès $y/H = 1$.

Pour les autres positions, les fortes fluctuations aux bords du cœur potentiel se déroulent d'abord pour les hautes températures de la plaque. Et en se rapprochant de cette dernière, les fluctuations restent plus élevées pour les températures à 90 °C et 65 °C qu'à température ambiante (20 °C).



Chapitre V : Effet de la température de la plaque heurtée par le jet sur la cinématique de l'écoulement, la dynamique tourbillonnaire générée et les corrélations aéro-acoustiques

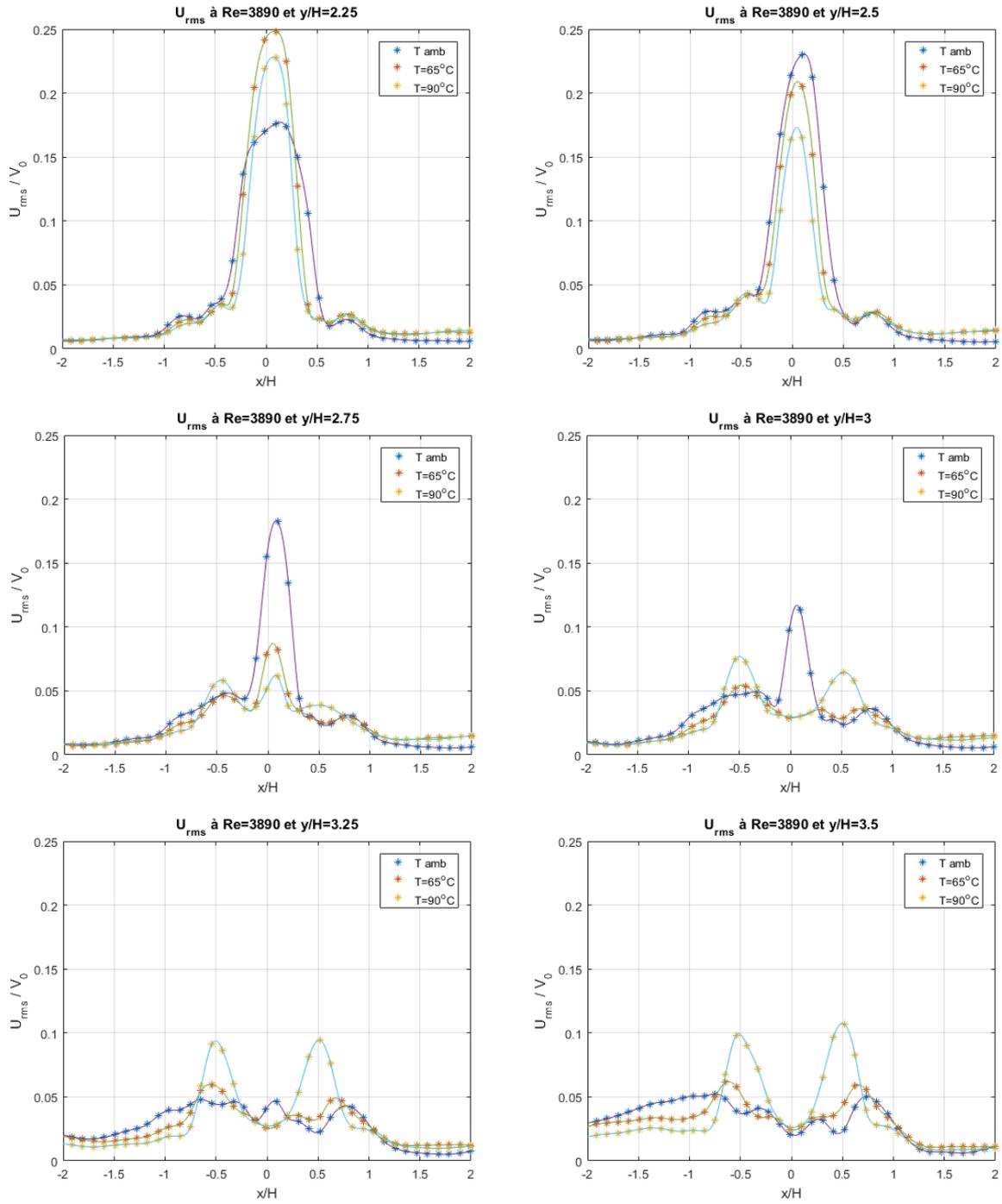


Figure V.5 : Évolution des profils transversaux des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses longitudinales en différentes positions pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$

V.3.5 Évolution des profils des vitesses moyennes transversales en fonction de la température de la plaque

Comme on peut le constater, sur la Figure V.6, les vitesses moyennes transversales restent très faibles et cela pour les trois températures expérimentées et aux quatre distances de la buse de soufflage scrutées.

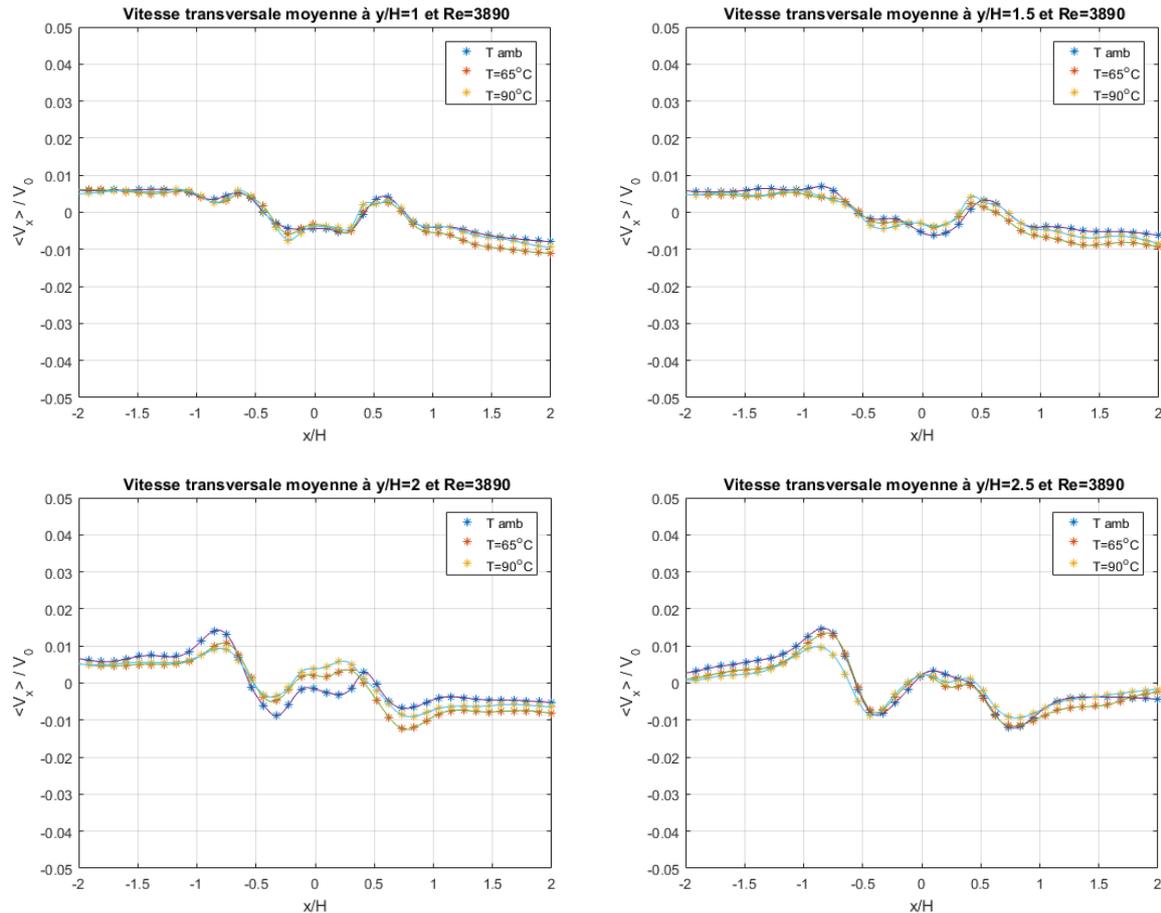


Figure V.6 : Profils transversaux des vitesses moyennes transversales à plusieurs positions pour $L/H = 4$, $Re = 3890$ et à 3 températures différentes.

V.3.6 Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales en fonction de la température de la plaque

Nous pouvons formuler les mêmes remarques que précédemment concernant les valeurs et les évolutions des vitesses transversales. En effet, ces dernières restent très faibles par rapport à la vitesse de soufflage.

On peut apprécier, sur la Figure V.7, l'évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées et pour un

rapport d'impact $L/H = 4$ et le nombre de Reynolds sélectionné ($Re = 3890$). On voit bien que ces valeurs relatives ne dépassent pas 5 % sur l'axe du jet.

Sur la Figure V.8, nous avons représenté, en six positions différentes, l'évolution des profils transversaux des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales pour le rapport d'impact $L/H = 4$ et pour le nombre de Reynolds choisi ($Re = 3890$). La température de la plaque ne modifie ni l'allure ni les valeurs de façon significative, qui restent, en valeurs relatives, en dessous de 10 %.

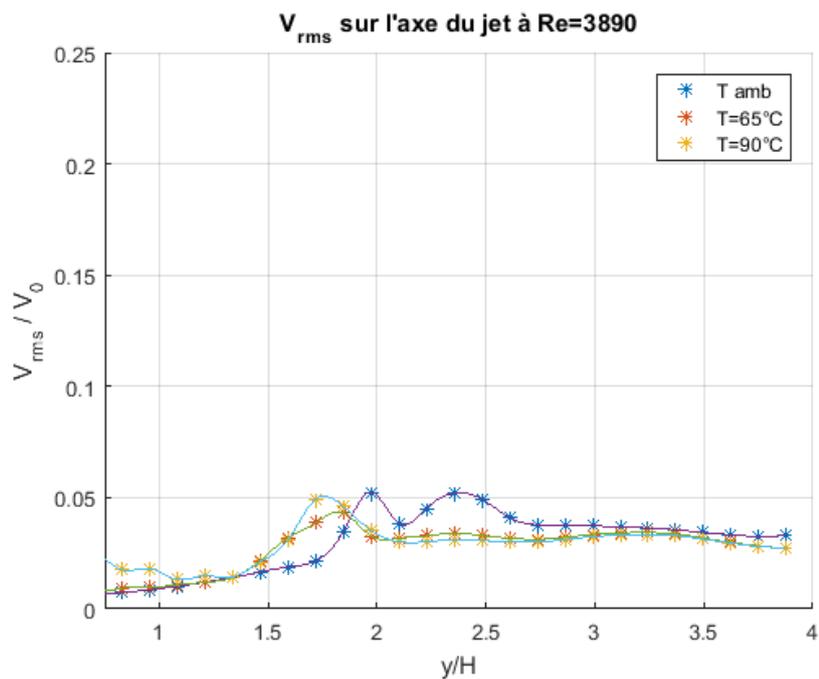
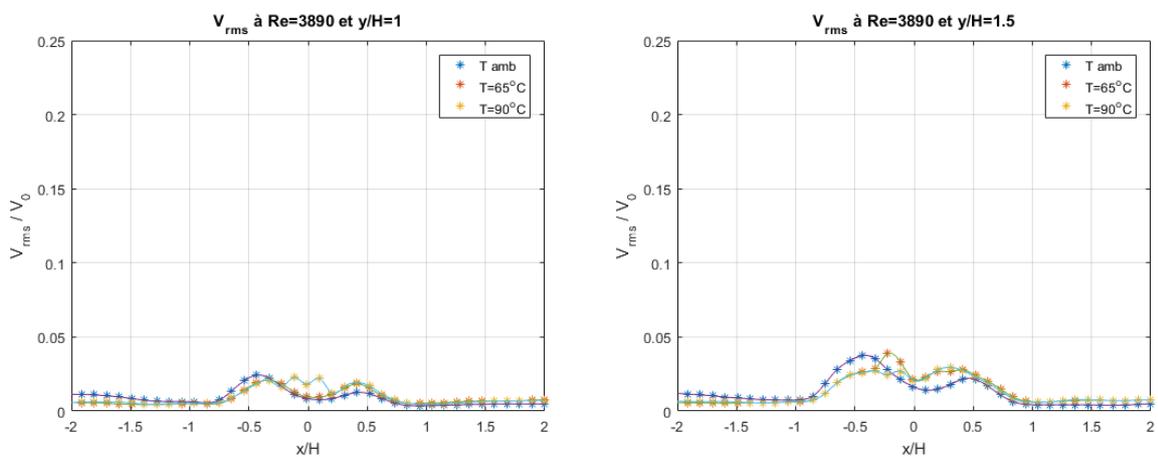


Figure V.7 : Évolution des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales sur l'axe du jet pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$



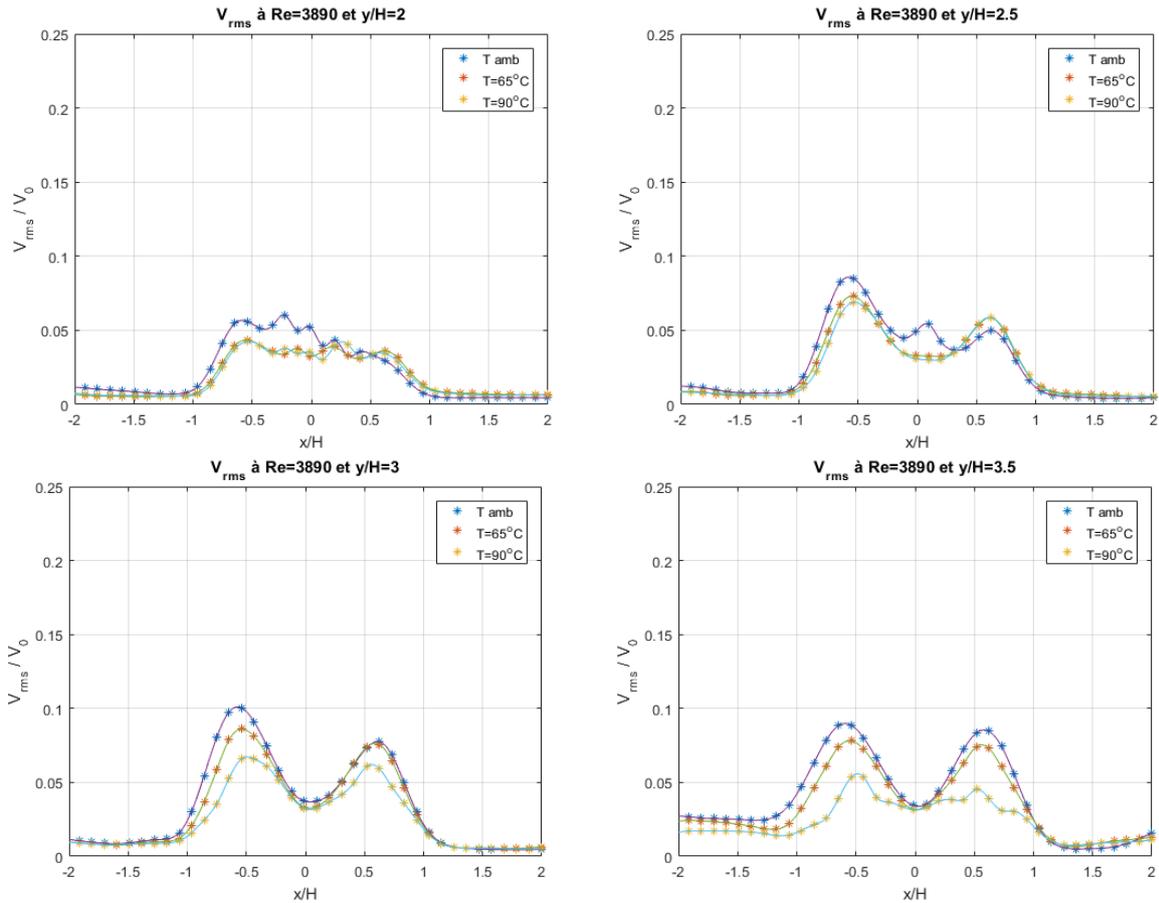


Figure V.8 : Évolution des profils transversaux des moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses transversales en différentes positions pour les trois températures expérimentées et pour un rapport d'impact $L/H = 4$ et $Re = 3890$

V.3.7. Évolution des taux de turbulence en fonction de la température de la plaque impactée par le jet

Le calcul des taux de turbulence intègre l'ensemble des fluctuations. Etant donné que notre métrologie de champ est en 2D-3C, nous avons ainsi utilisé, pour ces calculs, U_{rms} , V_{rms} et W_{rms} . Nous présentons, sur la Figure V.9, les profils normalisés de ces taux de turbulence pour les trois températures expérimentées. Nous pouvons remarquer qu'à la température de 90 °C, nous avons déjà un taux de turbulence de 23 %, sur l'axe du jet, à 0,5 H de la sortie du convergent. La contribution des V_{rms} fait aussi que ces profils s'élargissent assez rapidement et prennent de l'ampleur en s'éloignant du cœur potentiel vers les couches de mélange et progressivement vers l'aval de l'écoulement. En se rapprochant de la plaque fendue impactée par le jet, on peut atteindre des taux de turbulence de 30 %.

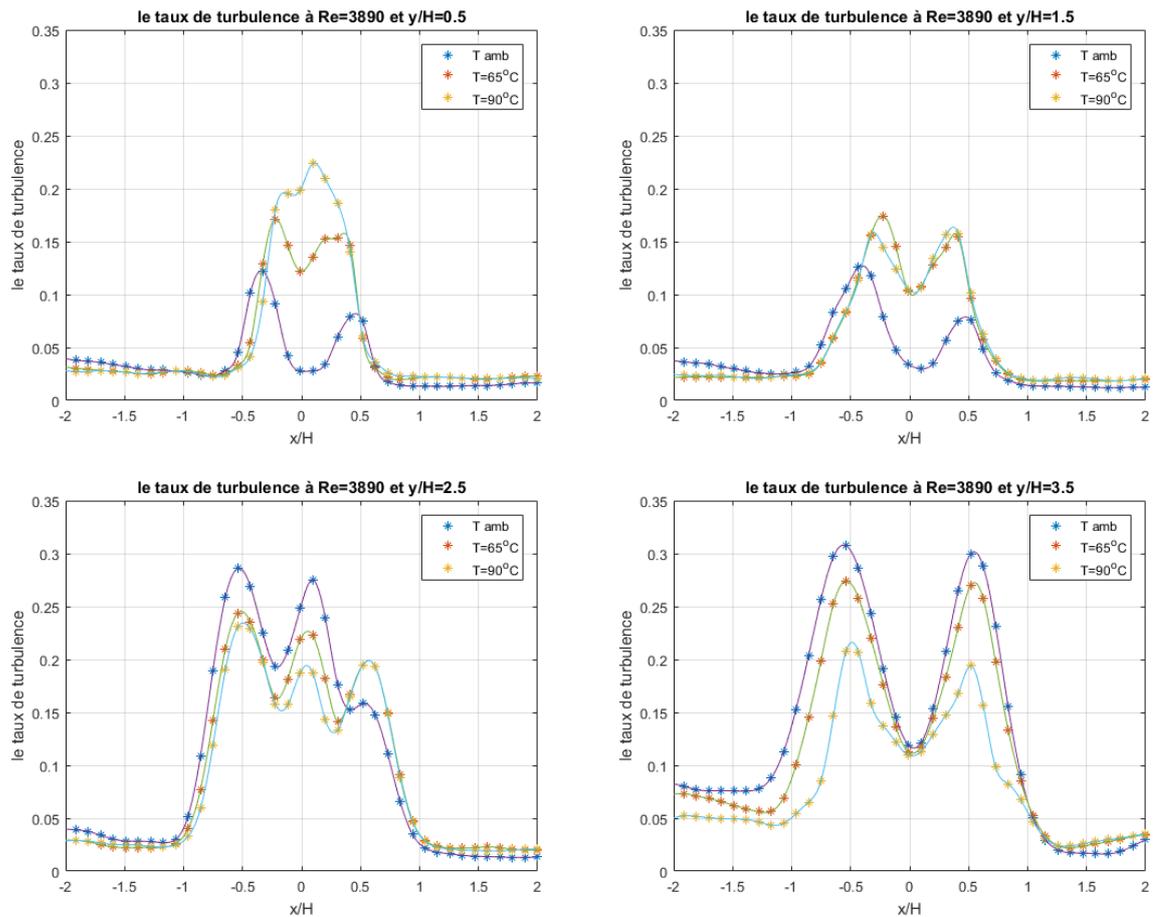


Figure V.9 : évolution des taux de turbulence à plusieurs positions pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$ à 3 températures différentes

V.3.8. Évolution de l'écoulement pariétal en fonction de la température de la plaque heurtée par le jet

Nous analysons ici l'écoulement pariétal, qui balaye la surface de la plaque impactée par le jet, et qui entraîne les tourbillons qui ont été déviés et les petites structures tourbillonnaires engendrées par l'éclatement des grosses structures de Kelvin-Helmholtz qui viennent heurter les arrêtes de la fente. Nous voulons évaluer l'effet de la température de la plaque sur les vitesses qui règnent dans cet écoulement.

Nous présentons sur le Figure V.10 l'évolution de ces vitesses en fonction des températures de la plaque expérimentées pour quatre positions différentes. Nous pouvons remarquer que l'augmentation de la température de la plaque fait augmenter ces vitesses le long de la paroi.

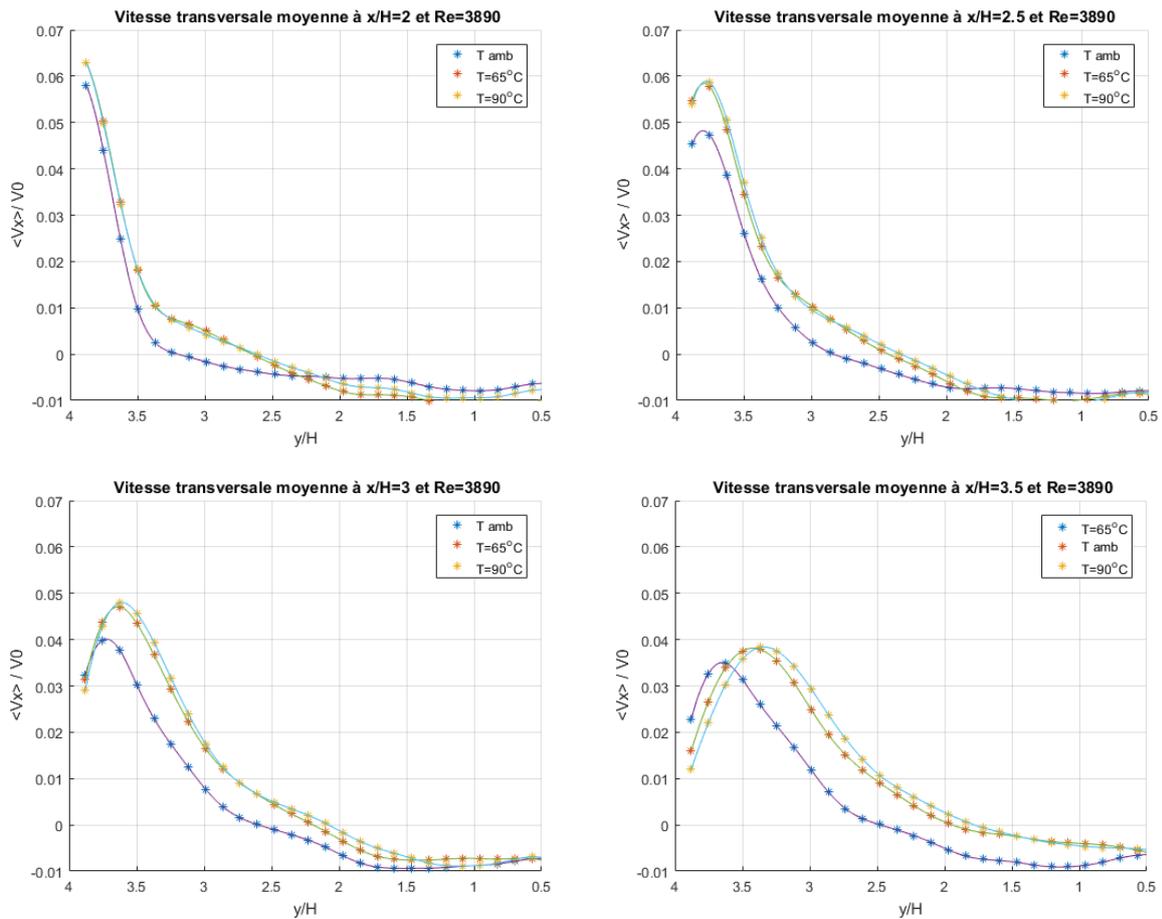


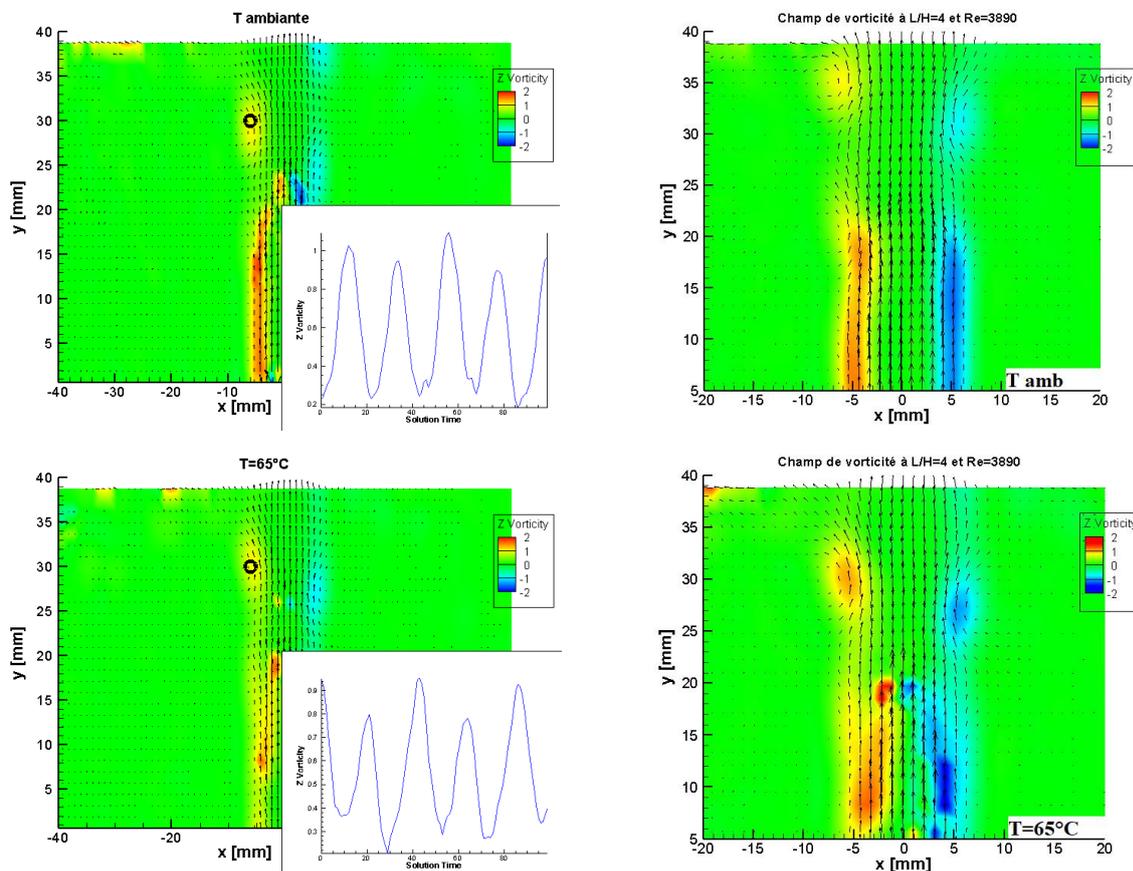
Figure V.10 : Profils de vitesses transversales à plusieurs positions pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$ à 3 températures différentes

V.4. Influence de la température de la plaque sur la dynamique tourbillonnaire

Afin de trouver des corrélations entre le champs acoustique produit par le jet impactant la plaque munis de sa fente et la dynamique tourbillonnaire générée par cet écoulement, nous avons examiné le comportement des grosses structures de Kelvin-Helmholtz lorsque la température de la plaque augmente. Ainsi, nous avons utilisé les moyens de détection classiques Q , λ_2 , ..., pour analyser les trajectoires, et nous avons aussi procédé à la mesure des dimensions de ces structures tourbillonnaires.

V.4.1. Examen de l'influence de la température en utilisant la vorticité

Nous avons examiné, en utilisant la vorticité, le comportement des tourbillons à leur approche de la plaque. Comme on peut le voir sur la Figure V.11, nous avons représenté sur la colonne de gauche l'évolution temporelle de cette grandeur en un point fixe ($x = 6, y = 30$), et sur la colonne de droite le champ de vorticité superposé au champ cinématique instantané. Ainsi, nous pouvons voir que le passage des tourbillons par ce point est bien plus marqué à température ambiante. En effet à la température de 90 °C le signal est bien bruité comme en présence de fluctuations et de forte turbulence locale. Nous pouvons remarquer également que lorsque la température de la plaque augmente les tourbillons prennent une trajectoire proche de l'axe du jet et arrivent plus fréquemment à la fente.



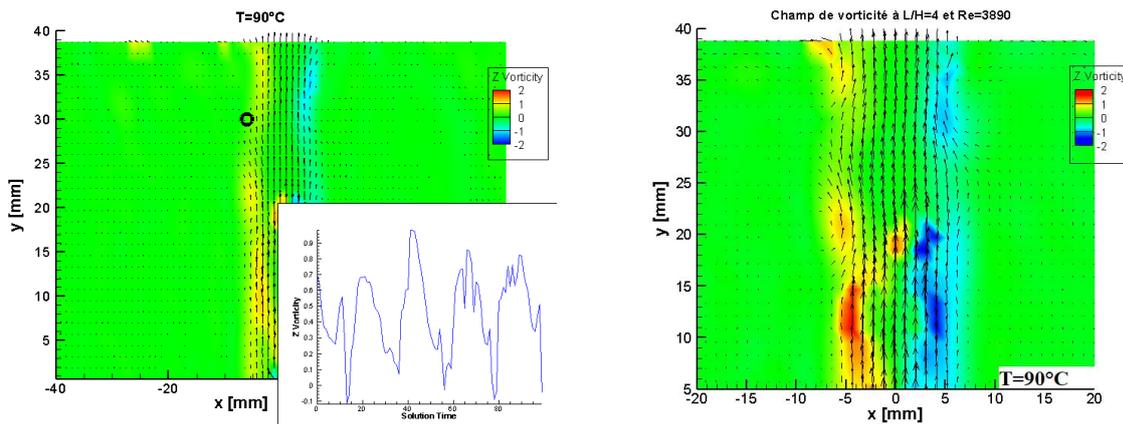
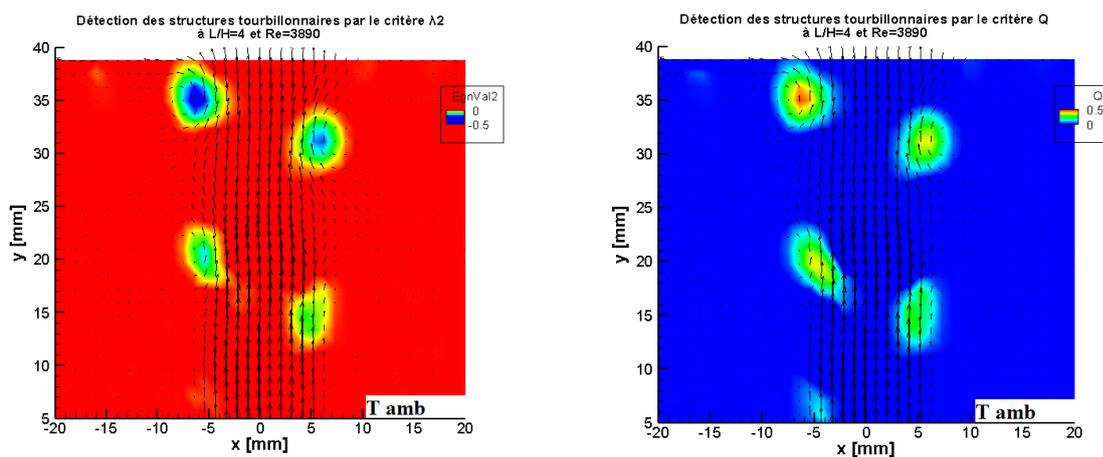


Figure V.11 : Champs de vorticité pour $L/H = 4$, $Re = 3890$ et aux 3 températures expérimentées.

V.4.2. Analyse de l'effet de la température avec les critères Q et λ_2

Nous avons représenté sur la Figure V.12, les champs de structures tourbillonnaires d'après les critères Q et λ_2 pour $L/H=4$ et $Re = 3890$. Visuellement, on s'aperçoit qu'on a des structures tourbillonnaires qui s'organisent différemment selon les trois températures expérimentées. Pour la température ambiante, elles sont grosses et complètes. Pour la température à 65°C , elles sont moins volumineuses que celles relevées à température ambiante. Alors que quand la température de la plaque est à 90°C , elles sont plus petites et fragmentées. Elles naissent et se développent dans un premier temps comme pour les autres températures de plaque. Mais au fur et à mesure de l'approche de la plaque chaude, ces structures perdent de leur consistance en lâchant des structures secondaires et en réduisant leurs dimensions.



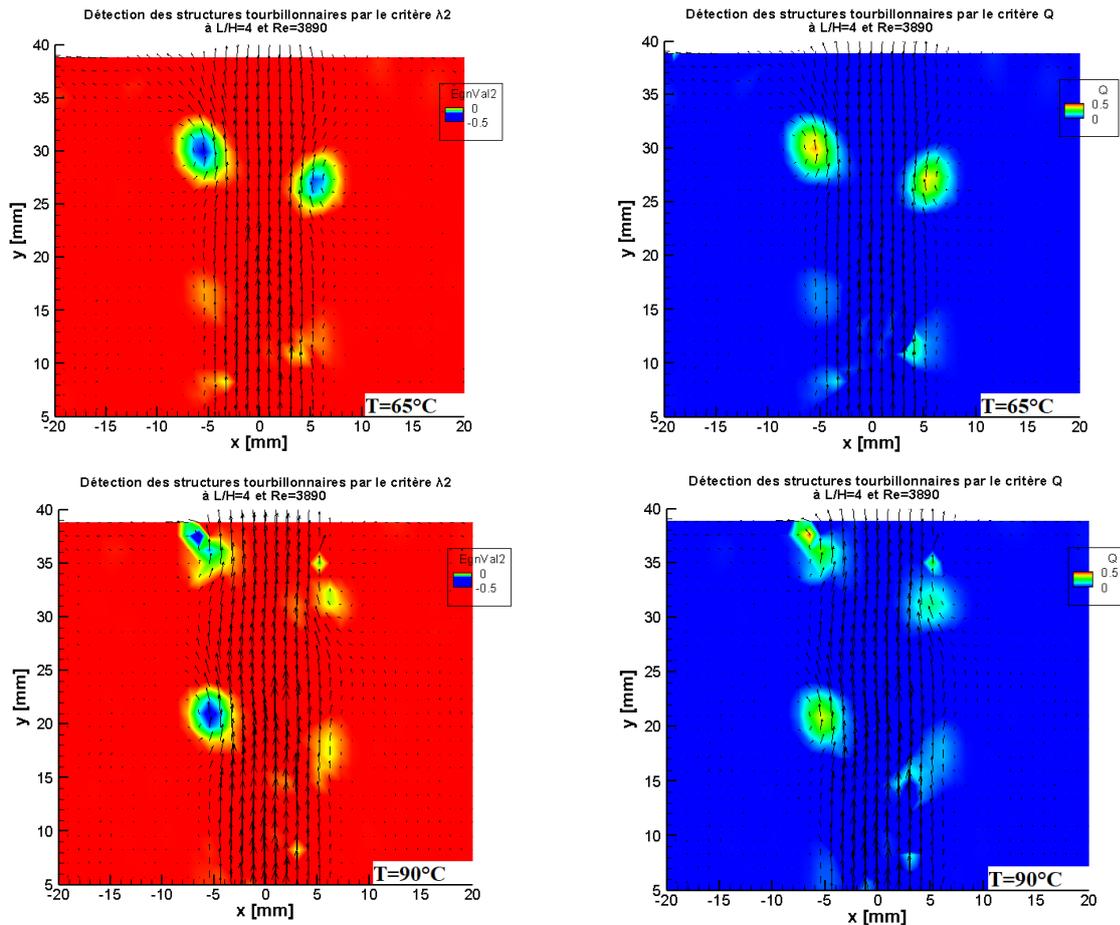


Figure V.12 : Champs de structures tourbillonnaires d'après les critères Q et λ_2 pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

V.4.3. Influence de la température de la plaque sur les trajectoires des structures tourbillonnaires

Les trajectoires que les structures tourbillonnaires suivent sont ici analysées afin de comprendre les corrélations entre la dynamique tourbillonnaire générée par le jet impactant et l'apparition des boucles de sons auto-entretenus dans le champ acoustique rayonné.

Ainsi, pour chaque température expérimentée, les champs instantanés des λ_2 sont superposés à des instants successifs, afin d'apprécier les trajectoires (Figure V.13). Mais cette superposition des champs λ_2 ne donne qu'une tendance des trajectoires et ne permet pas un suivi fin des positions des centres des tourbillons.

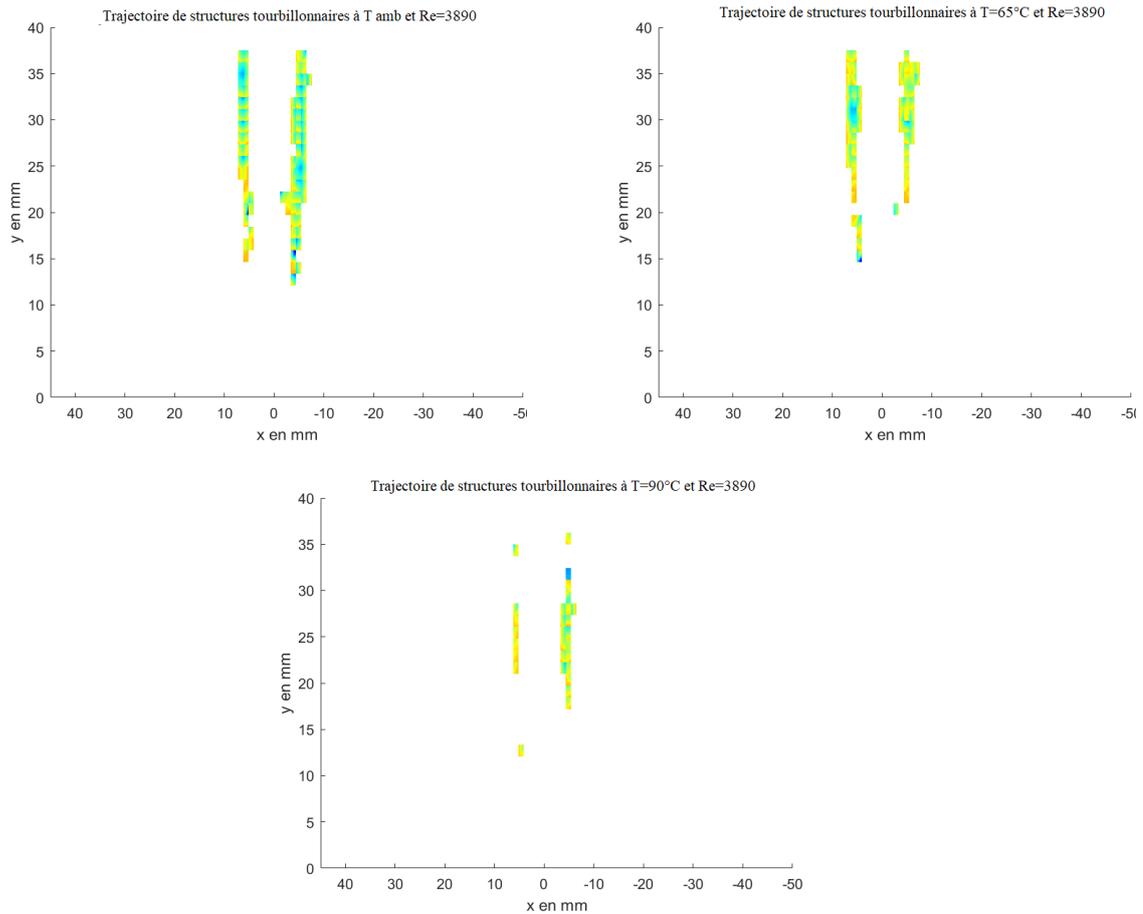


Figure V.13 : Trajectoires des structures tourbillonnaires en utilisant le critère λ_2 pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

De ce fait, un suivi à partir des images particulières des visualisations a également été réalisé afin de suivre les positions des tourbillons avec une meilleure précision (Figure IV.18). On peut ainsi observer que les tourbillons suivent deux trajectoires différentes. Une première suivant laquelle les tourbillons sont déviés dans la direction transversale et sont ainsi entraînés dans l'écoulement pariétal. Et une deuxième qui conduit les tourbillons à s'échapper à travers la fente de la plaque heurtée par le jet.

Concernant l'influence de la température de la plaque impactée par le jet, sur ces trajectoires. On remarque clairement des différences entre les trajectoires relatives aux différentes températures. Dans le cas de la température ambiante, la trajectoire est bien régulière et sans perturbations. Lorsqu'on chauffe la plaque, plus la température est élevée et plus les trajectoires des tourbillons sont chahutées et irrégulières.

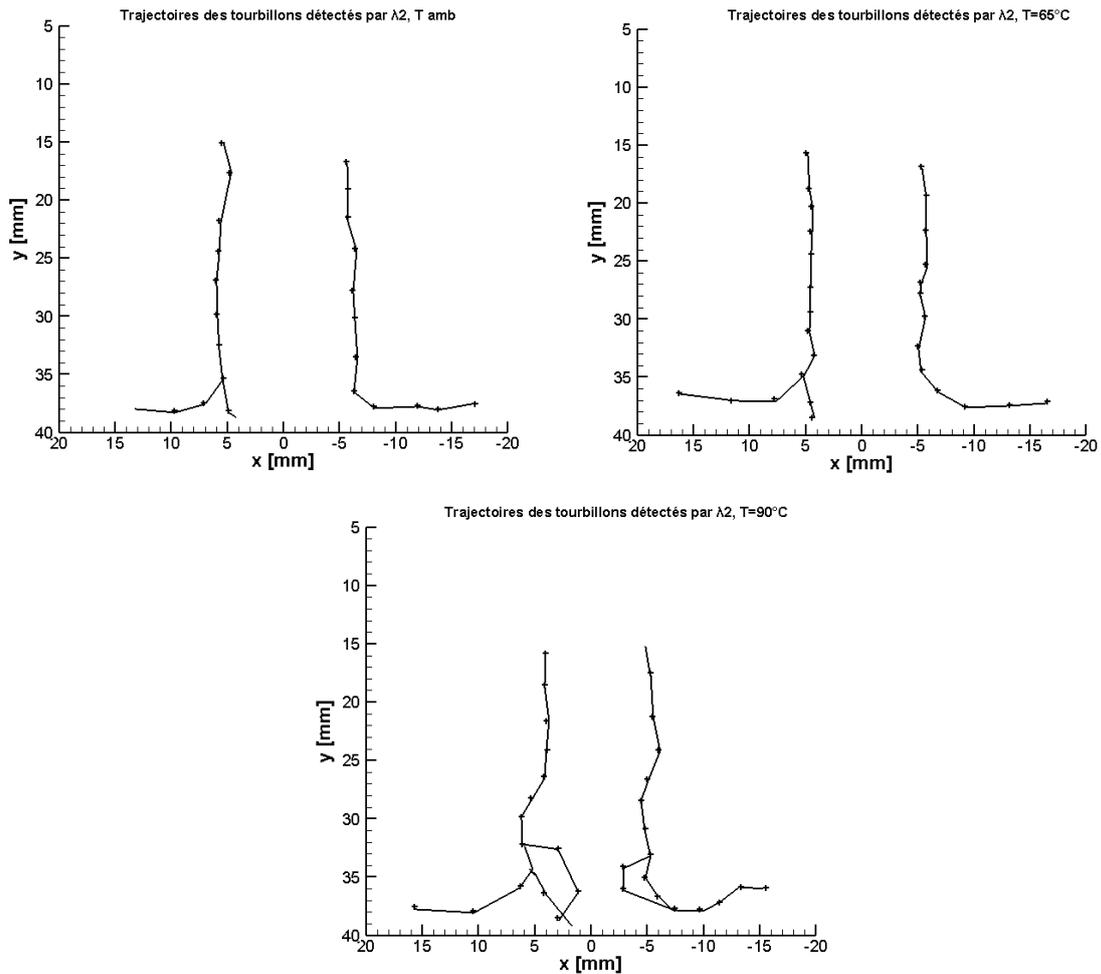


Figure V.14 : Trajectoires des centres des tourbillons à partir d'un suivi image par image pour $L/H = 4$ et $Re = 3890$.

V.4.4. Effet de la température de la plaque impactée par le jet sur les dimensions des tourbillons

On s'intéresse maintenant à l'influence du chauffage de la plaque sur les dimensions des tourbillons. On va appliquer les 2 méthodes présentées au chapitre IV.

Nous rappelons que la première technique consiste à tracer l'évolution de la composante transversale de la vitesse relative \vec{V} sur une droite horizontale passant par le centre du tourbillon. La distribution de cette vitesse atteint une valeur nulle au centre du tourbillon et des extremums aux limites de ces tourbillons. Ainsi le diamètre du tourbillon est la distance entre ces deux extremums comme on peut le voir sur la Figure V.15. On refait cette méthode plusieurs fois et dans différentes directions afin d'améliorer la précision. De la sorte, on retrouve bien la

tendance observée précédemment et qui fait qu'avec l'augmentation de la température de la plaque les tourbillons sont plus petits.

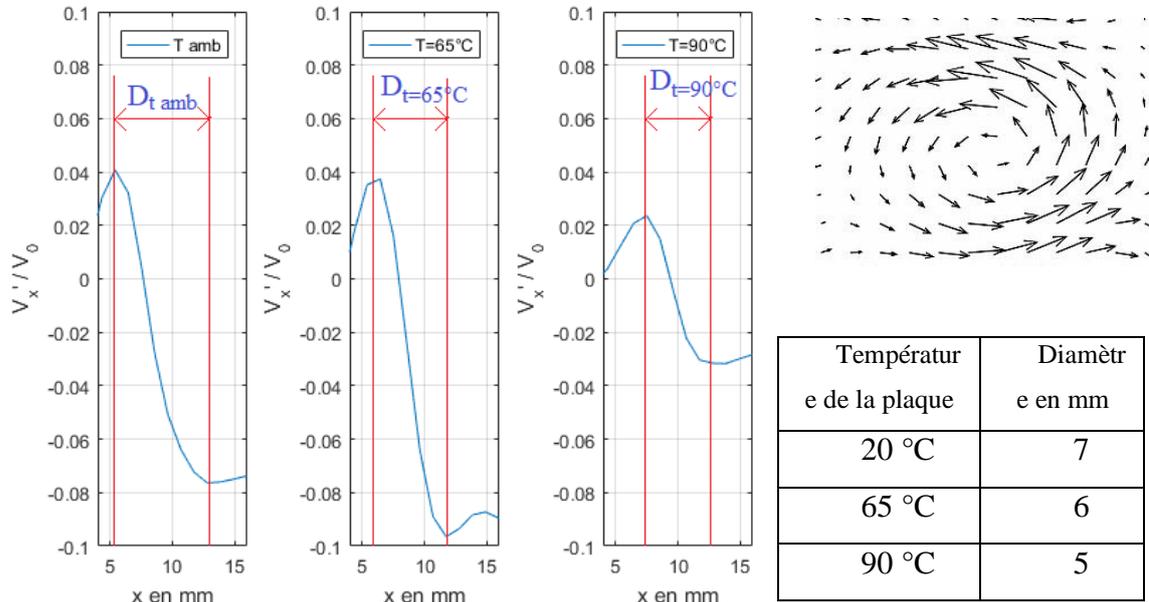
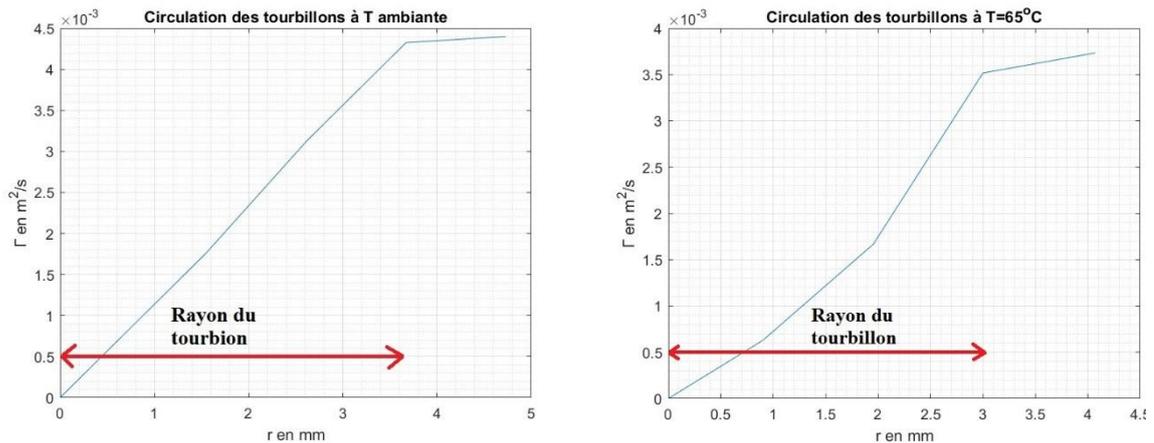


Figure V.15 : Détermination du diamètre des tourbillons en utilisant la composante transversale de la vitesse relative \vec{V}

Avec la deuxième technique, basée sur le calcul de la circulation tourbillonnaire Γ , nous confirmons les valeurs trouvées précédemment pour les diamètres moyens de ces structures tourbillonnaires (Figure V.16).



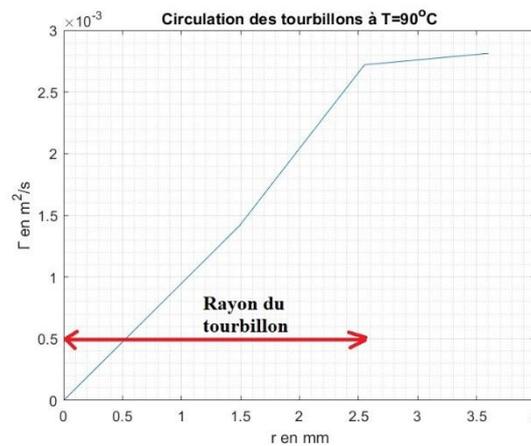


Figure V.16 : Détermination du rayon des tourbillons en utilisant la circulation

V.4.5. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le déphasage entre les tourbillons

Nous avons remarqué que les organisations tourbillonnaires évoluent avec la température et que les structures tourbillonnaires de part et d'autre du jet ne sont pas toujours positionnées de la même façon les unes par rapport aux autres. Ainsi, nous avons examiné le déphasage qui existe entre ces deux structures tourbillonnaires et son évolution en fonction de la température de la plaque chauffée.

Nous avons représenté les évolutions temporelles des vitesses transversales en deux points situés de part et d'autre du jet et sur une même ligne perpendiculaire à l'axe du jet. Ces évolutions se trouvent sur la Figure V.17 l'analyse de ces courbes permet la détermination du déphasage moyen synthétisé pour chaque température dans le tableau ci-dessous.

Le déphasage de l'organisation tourbillonnaire augmente avec l'élévation de la température de la plaque.

Température	Déphasage Φ en rad
T = 20 °C	1
T = 65 °C	1.455
T = 90 °C	2.03

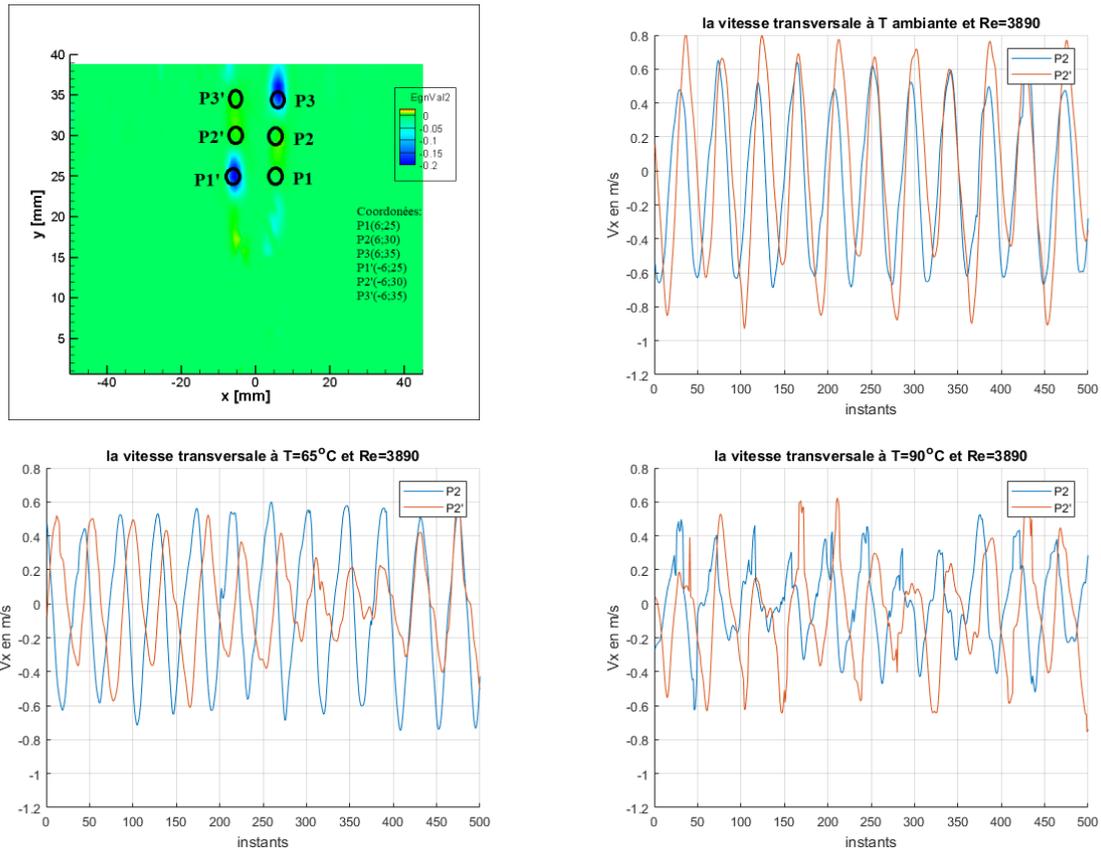


Figure V.17 : Évolutions temporelles des vitesses transversales aux points P2 et P2' pour les 3 températures expérimentées

V.4.6. Influence de la température de la plaque impactée par le jet sur la fréquence de détachement et de passage des structures tourbillonnaires

Pour déterminer les fréquences de détachement et de passage des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz, nous avons d'abord représenté les évolutions temporelles des vitesses transversales pour les trois températures expérimentées, en six points choisis sur les trajectoires de ces tourbillons. Ces points sont représentés sur la Figure V.18.

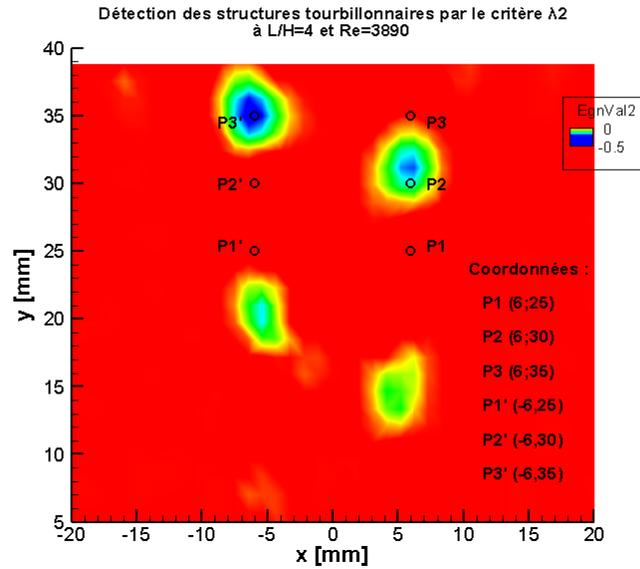
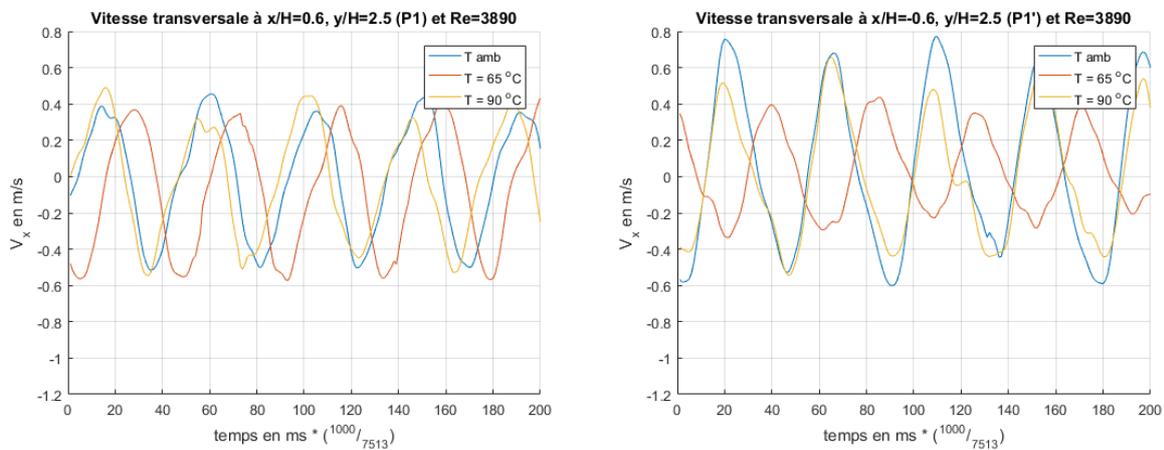


Figure V.18 : Points choisis pour analyser les évolutions temporelles des vitesses transversales afin de déterminer les fréquences de passage des tourbillons

Les signaux obtenus sont représentés sur la Figure V.19. Ainsi nous pouvons apprécier, en chaque point, ces évolutions temporelles pour les températures sélectionnées. Les différences d'amplitudes constatées résultent du fait que les tourbillons sont plus ou moins bien centrés sur les points retenus.



Chapitre V : Effet de la température de la plaque heurtée par le jet sur la cinématique de l'écoulement, la dynamique tourbillonnaire générée et les corrélations aéro-acoustiques

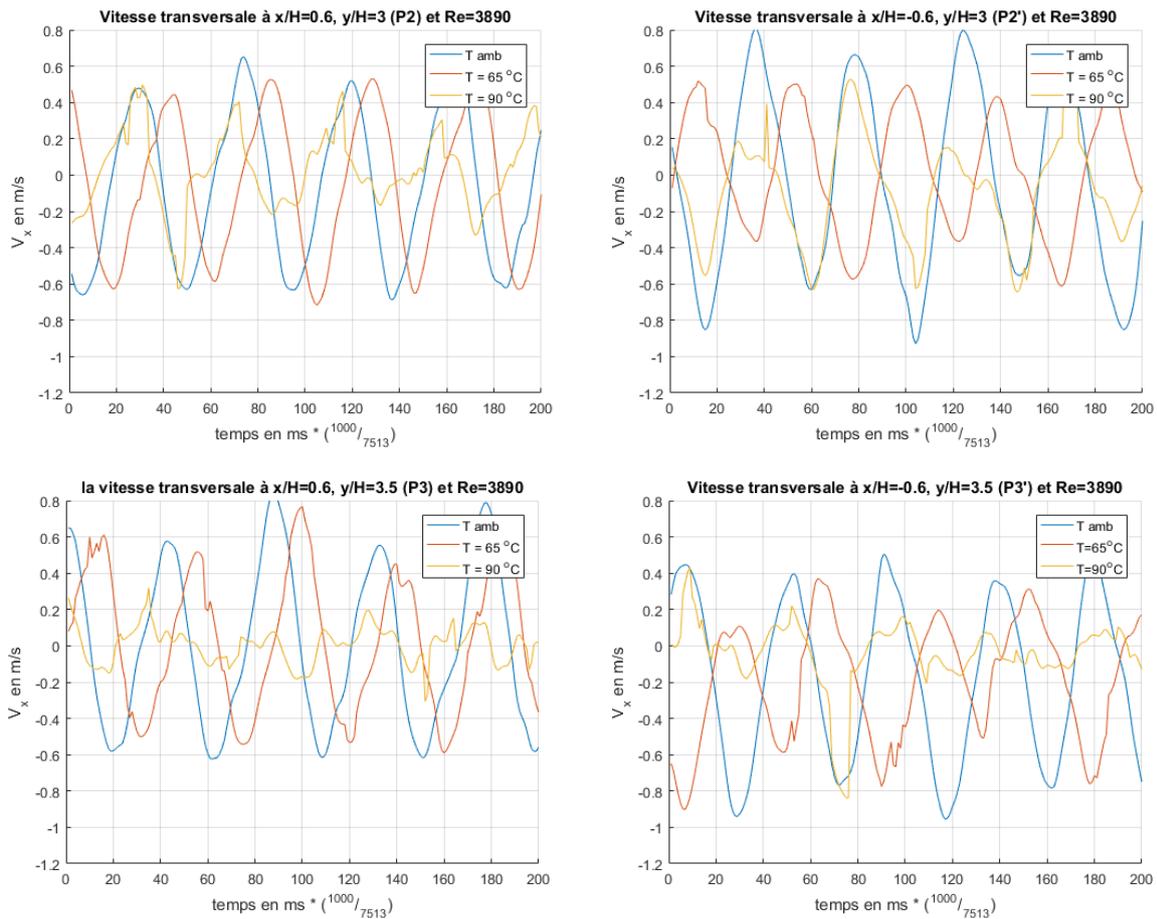
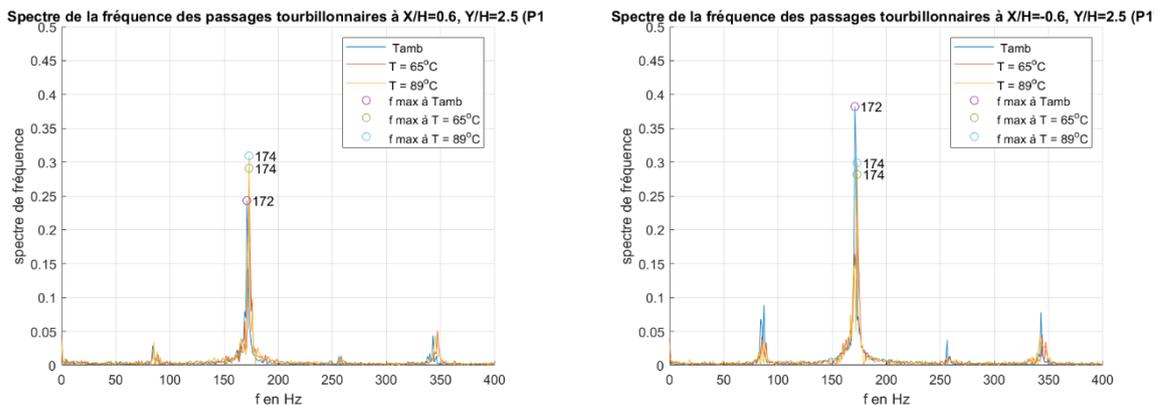


Figure V.19 : Évolutions temporelles des vitesses transversales aux points de passage des tourbillons

L'application de la FFT aux signaux périodiques des vitesses transversales nous permet d'obtenir les fréquences de passage de tourbillons passant par ces points. Ces spectres de fréquences sont présentés sur la Figure V.20. Notons que les spectres de fréquences donnent pratiquement la même valeur. Les variations d'amplitudes sont dues aux centrages des tourbillons par rapport aux points choisis.



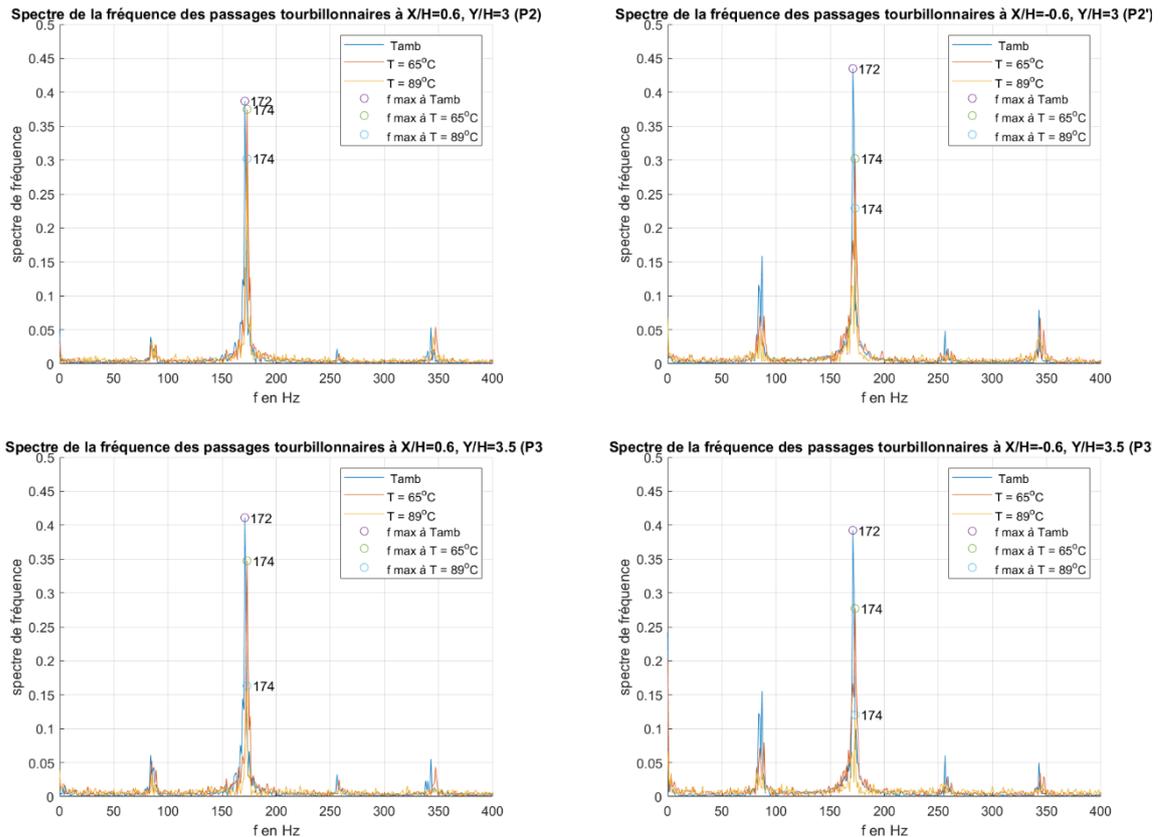


Figure V.20 : Spectres des fréquences de passages des tourbillons pour 3 températures de la plaque impactée par le jet

V.4.7. Visualisation de la dynamique tourbillonnaire pour différentes températures de la plaque impactée par le jet

Nous avons procédé également aux suivis des évolutions temporelles des structures tourbillonnaires, image par image, à partir des images particulières de tomographie laser. Ces suivis nous permettent de mieux comprendre les organisations des dynamiques tourbillonnaires. Et d'expliquer les liens entre les fréquences acoustiques et dynamiques enregistrées.

Dans ce cadre, nous présentons, ci-dessous, trois planches de suivis image par image. Sur la Figure V.21 nous trouvons le suivi relatif à la température ambiante de la plaque impactée par le jet. Sur la Figure V.22, le suivi relatif à une température de 65 °C de la plaque heurtée par le jet. Et sur la Figure V.23, le suivi temporel lié aux structures tourbillonnaires pour une température de plaque à 90 °C. Sur ces planches, nous pouvons voir comment les tourbillons sont tous déviés du côté droit alors qu'il n'y a qu'un sur deux de dévié sur le côté gauche. Nous pouvons voir aussi comment la veine de jet se rétrécit et les dimensions des tourbillons se réduisent lorsque la température augmente.



Figure V.21 : Suivi des structures tourbillons, image par image, à température ambiante de la plaque impactée par le jet

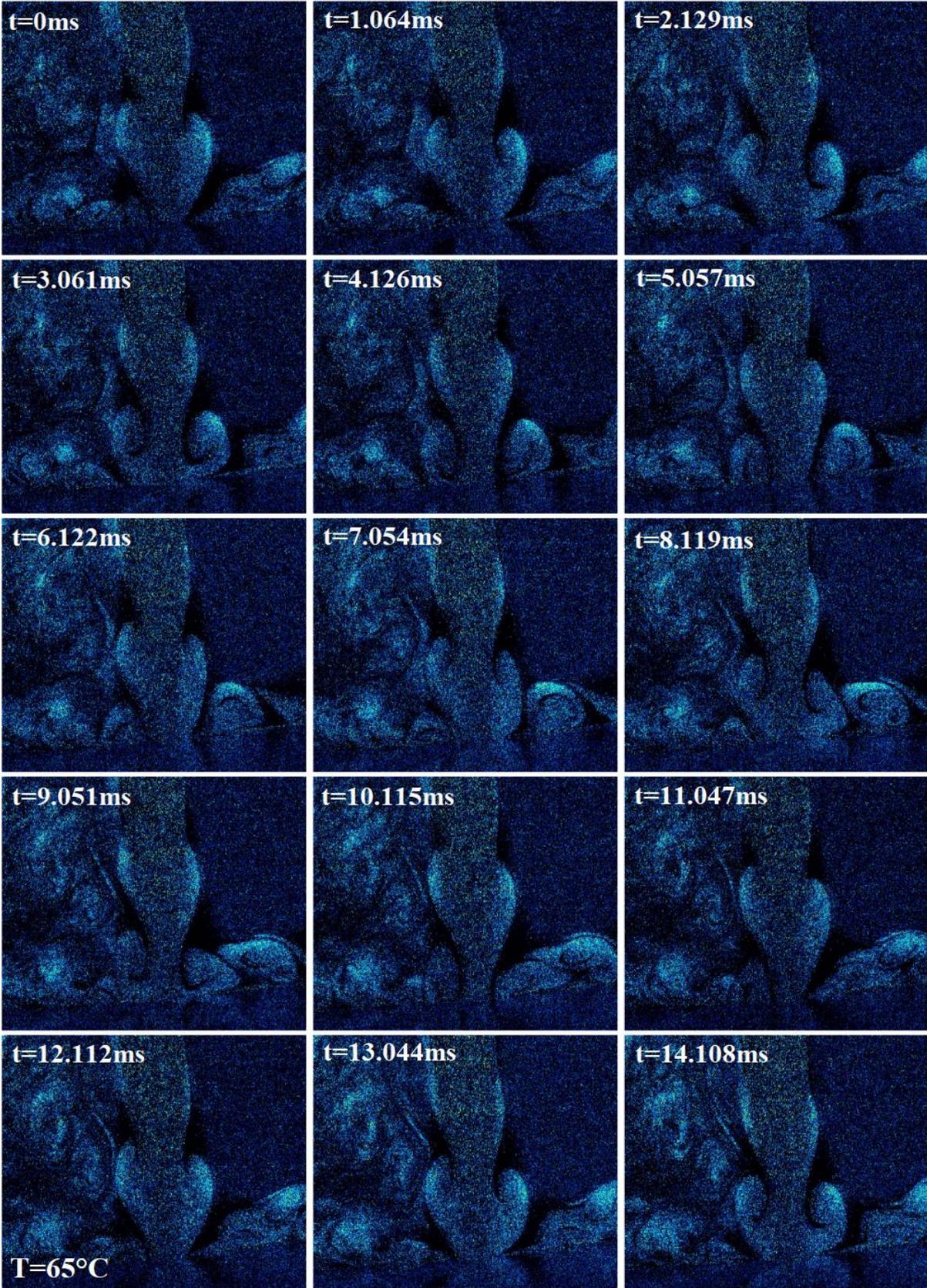


Figure V.22 : Suivi des structures tourbillons, image par image pour une température de plaque à 65 °C

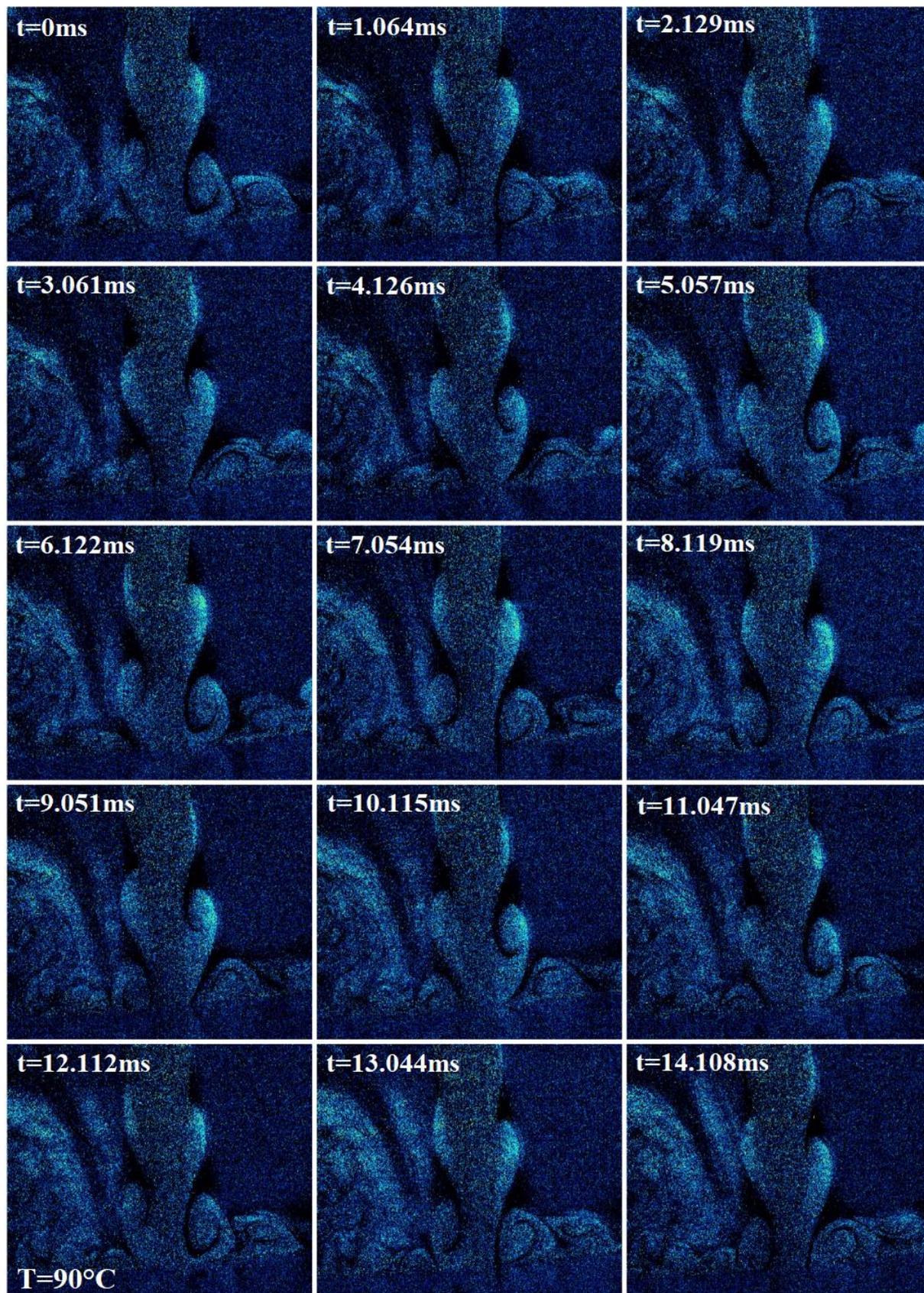


Figure V.23 : Suivi des structures tourbillons, image par image pour une température de plaque à 90°C

V.5. Analyse de l'influence de la température de la plaque impactée par le jet sur le champ acoustique rayonné

Simultanément avec les acquisitions d'images de visualisation et de vélocimétrie de champ, nous avons réalisé des mesures des champs acoustiques que nous avons analysé pour étudier les évolutions des niveaux acoustiques et des fréquences avec l'augmentation de la température de la plaque impactée par le jet.

V.5.1. Évolution du niveau acoustique en fonction de la température de la plaque impactée

On peut voir sur la Figure V.24, l'évolution du niveau acoustique en fonction de la température de la plaque heurtée par le jet. Ce niveau qui était à 72.5 dB pour une température ambiante de la plaque, passe à 74,7 dB pour une température de plaque à 65 °C et atteint 76.5 dB pour une température de plaque de 90 °C.

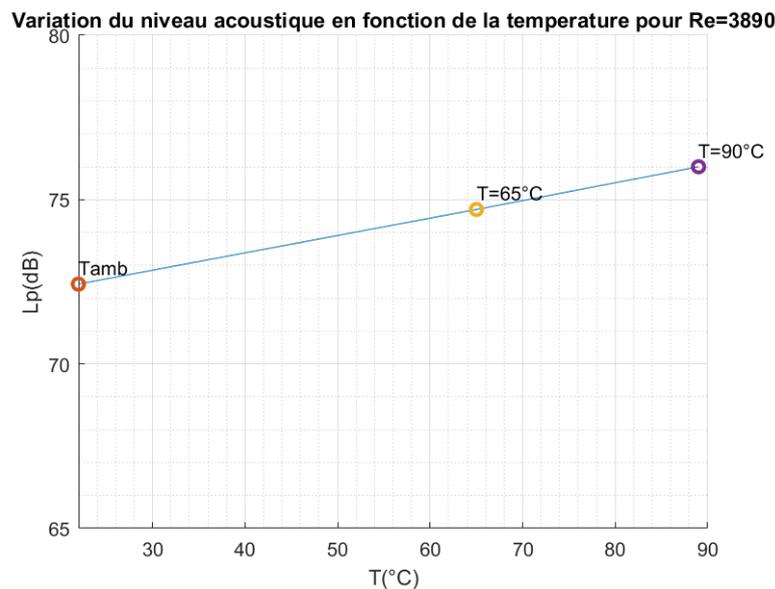


Figure V.24 : Niveaux acoustiques en fonction de la température de la plaque

V.5.2. Évolution des fréquences en fonction de la température de la plaque impactée

Afin d'appréhender le comportement fréquentiel du champ acoustique rayonné, on a calculé le spectre acoustique à partir des mesures des pressions acoustiques de l'écoulement pour le

nombre de Reynolds $Re = 3890$, on représente sur la figure ci-dessous (Figure V.25) les spectres de fréquences présentes dans les sons enregistrés pour les trois températures de la plaque impactée.

Les spectres obtenus montrent l'installation de boucles de sons auto-entretenus. Pour toutes les températures, la fréquence fondamentale f_0 est de 86 Hz. Sur chaque spectre on constate la présence de la fréquence fondamentale f_0 et sa première harmonique $f_1 = 2 f_0$. L'amplitude de ces fréquences augmentent avec l'augmentation de la température de la plaque chauffée.

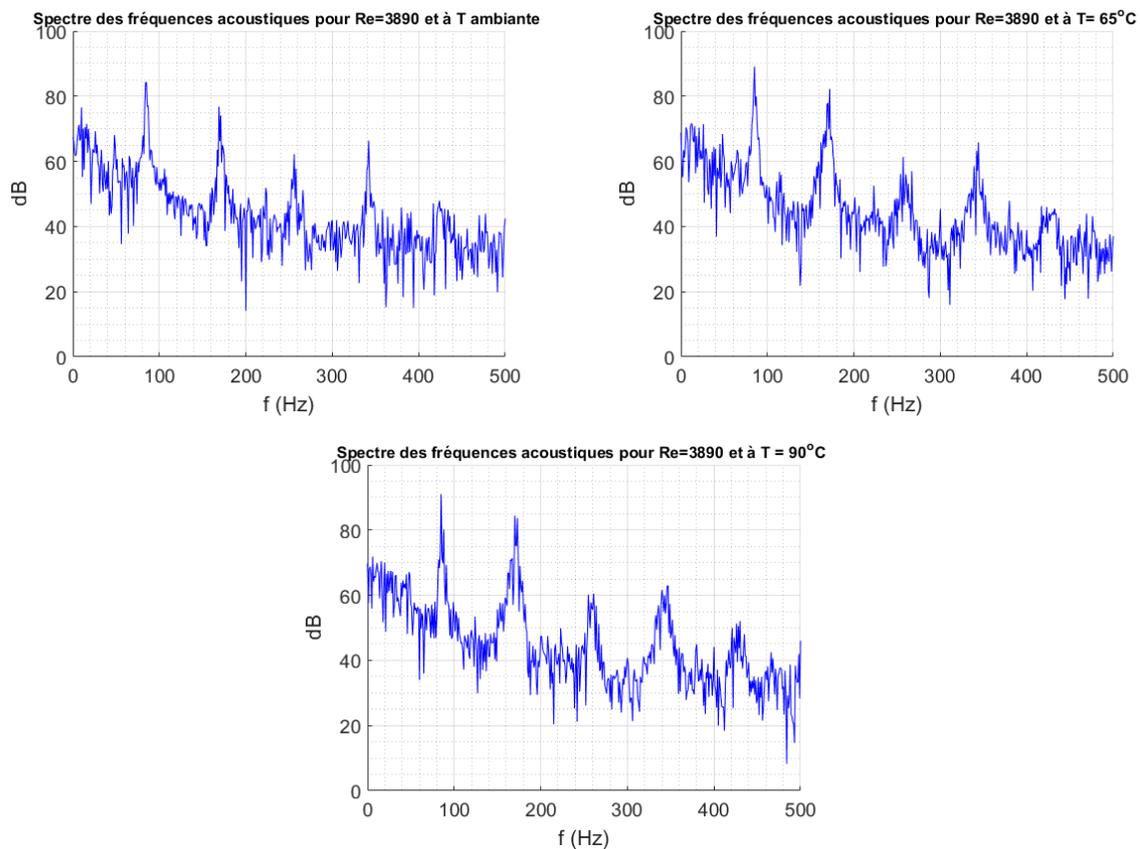


Figure V.25 : Spectres des fréquences présentes dans le champ acoustique rayonné

V.6. Corrélations aéro-acoustiques

Les analyses de la dynamique tourbillonnaire ont montré que la fréquence des passages tourbillonnaires est égale à deux fois la fréquence fondamentale des boucles de sons auto-entretenus présentes dans le champ acoustique : $f_{\text{dyn}} = 2f_{\text{acous}}$

La fréquence f_0 , correspond à l'impact du tourbillon sur le bord de la fente. La déformation de ce tourbillon et sa présence à cet endroit génèrent un étranglement au niveau de la fente. L'augmentation de la température de la plaque génère des tourbillons plus petits, avec des

trajectoires resserrées vers l'axe du jet et une veine étroite au niveau de la fente. On retrouve ainsi ces fréquences amplifiées dans le signal acoustique.

V.7. Conclusion

Nous avons analysé dans ce chapitre l'influence du chauffage de la plaque sur les grandeurs cinématiques, dynamiques et acoustiques de l'écoulement généré par le jet impactant cette plaque.

Ainsi, nous avons montré que l'accroissement de cette température augmente fortement le cisaillement sur les bords du cœur potentiel, réduit ainsi la longueur de ce dernier et déstructure les tourbillons formés qui se fragmentent, réduisent leurs dimensions et empruntent des trajectoires vers la fente.

Les spectres des fréquences présentes dans le champ acoustique révèlent l'installation de boucles de sons auto-entretenus. Les fréquences fondamentales ainsi que leurs premières harmoniques sont parfaitement corrélées avec l'organisation tourbillonnaire observée.

L'élévation de la température de la plaque heurtée par le jet renforce et amplifie les fréquences présentes au sein de ces boucles de sons auto-entretenues.

Conclusion Générale

Les travaux réalisés lors de cette thèse ont été initiés pour apporter une contribution aux recherches relatives au confort dans les enceintes habitables. Ils concernent précisément les corrélations qui existent entre les écoulements de renouvellement d'air, qui interagissent avec les grilles qu'on retrouve dans les dispositifs terminaux de soufflage, et les champs acoustiques générés par ces interactions.

Ainsi, nous nous sommes proposés de mener une étude expérimentale, afin d'analyser l'influence de la température de la plaque, heurtée par ces jets de ventilation, sur les grandeurs cinématiques, dynamiques et acoustiques relatives à ces écoulements. Ces prospections expérimentales ont été réalisées grâce à une plateforme développée et équipée pour nous permettant de simuler et d'étudier ces écoulements.

Nous avons, dans un premier temps, simulé les écoulements à étudier et enregistré les champs acoustiques rayonnés autour de la plaque fendue heurtée par ces jets d'air. Le traitement de ces sons nous a permis d'analyser les évolutions des niveaux acoustiques et des fréquences pour différents nombres de Reynolds et plusieurs rapports d'impact. Ces évolutions mettent en évidence la présence de pics synonymes de l'existence de phases d'instabilités. Les spectres de fréquences obtenus font également apparaître l'installation de boucles de sons auto-entretenus.

Nous avons également voulu savoir si le chauffage de la plaque fendue heurtée par le jet peut influencer les sons émis. Ainsi, après avoir procédé aux expérimentations relatives à ces configurations et réalisé les analyses des sons enregistrés, nous avons montré que l'augmentation de la température de la plaque n'apporte pas d'améliorations des niveaux acoustiques. Par contre, cette élévation de température a des conséquences positives au niveau des fréquences présentes dans les sons émis. En effet, nous avons noté que lorsque la température de la plaque augmente, les fréquences aigües et désagréables pour l'oreille humaine disparaissent pour les régimes instables. Et donne aux boucles de sons auto-entretenus, dans les cas des régimes stables, plus de robustesse en rendant les amplitudes des fréquences plus importantes et bien plus marquées.

Dans une deuxième partie de ces travaux de thèse, nous avons appliqué une métrologie de plein champ à ces écoulements afin de visualiser les structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz, développées en périphérie des jets, pour analyser leur dynamique et examiner les corrélations avec les champs acoustiques rayonnés. De la sorte, nous avons d'abord commencé par exploiter les champs cinématiques instantanés fournis, pour analyser les grandeurs

Conclusion générale

intrinsèques de ces écoulements, les caractériser, et noter leurs particularités. Et c'est ainsi que nous avons mis en exergue le caractère atypique de ces écoulements, à très forts taux d'entraînement, qui érodent prématurément le noyau potentiel, et génèrent de fortes fluctuations dans la zone cisailée où naissent les structures tourbillonnaires.

L'examen des spectres acoustiques et dynamiques met en évidence une corrélation entre la fréquence fondamentale des boucles de sons auto-entretenus installées et le passage des structures tourbillonnaire par la fente de la plaque impactée par le jet. Afin d'expliquer cette relation, nous avons réalisé des suivis de ces structures tourbillonnaires. Ainsi, les tourbillons qui naissent dans la zone de forts cisaillements et qui sont entraînés par l'inertie du jet, sont alternativement déviés puis emportés par l'écoulement pariétal, ou déformés puis aspirés par la fente de la plaque heurtée par le jet. De ce fait, ne concourent à l'amplification de la fréquence prépondérante au sein des sons émis que ceux qui arrivent sur le bord de la fente, se déforment, réduisent le débit de la veine et qui sont finalement aspirés et passent par la fente.

L'analyse des influences du chauffage de la plaque, heurtée par le jet, sur les différentes grandeurs cinématiques, dynamiques ou acoustiques, a été accomplie grâce à l'exploitation des résultats de la métrologie de plein champ appliquée à ces écoulements. Au niveau cinématique, nous avons bien relevé que l'accroissement de la température de la plaque augmente fortement le cisaillement sur les bords du cœur potentiel et réduit ainsi la longueur de ce dernier. Au niveau de la dynamique tourbillonnaire, nous avons constaté que l'augmentation de la température de la plaque déstructure les tourbillons formés qui se fragmentent lors de leur transport vers la plaque, réduisent ainsi leurs dimensions et empruntent des trajectoires dirigées préférentiellement vers la fente. Et au niveau acoustique, l'élévation de la température de la plaque heurtée par le jet renforce et amplifie les fréquences présentes dans le spectre des boucles de sons auto-entretenues installées.

Les perspectives et suites prévues de ces travaux sont nombreuses. Nous pouvons citer les analyses cinématiques à étendre sur une plus grande gamme de nombres de Reynolds. Nous pouvons pareillement mentionner la confirmation des constatations et résultats relatifs aux différentes influences de la température de la plaque impactée par le jet. Et cela en expérimentant également d'autres nombres de Reynolds avec des champs acoustiques rayonnés stables ou instables. Nous envisageons aussi d'examiner d'autres rapports d'impacts et d'autres types de grilles impactées.

References

- [1] J. R. Taylor, *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*, 2nd Revised edition. Sausalito, Calif: University Science Books, U.S., 1997.
- [2] Chapitre.com, “Turbulence en mécanique des fluides ; analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur - Patrick Chassaing.”
<https://www.chapitre.com/BOOK/chassaing-patrick/turbulence-en-mecanique-des-fluides-analyse-du-phenomene-en-vue-de-sa-modelisati,6317657.aspx> (accessed Mar. 10, 2020).
- [3] N. Rajaratnam, *Turbulent Jets*. Elsevier, 1976.
- [4] J. Lepicovsky, “Laser velocimeter measurements of large-scale structures in a tone-excited jet,” *Aiaa J. - AIAA J*, vol. 24, pp. 27–31, Jan. 1986, doi: 10.2514/3.9218.
- [5] S. Beltaos and N. Rajaratnam, “PLANE TURBULENT IMPINGING JETS,” *J. Hydraul. Res.*, vol. 11, no. 1, pp. 29–59, Jan. 1973, doi: 10.1080/00221687309499789.
- [6] I. Namer and M. V. Ötügen, “Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers,” *Exp. Fluids*, vol. 6, no. 6, pp. 387–399, Jan. 1988, doi: 10.1007/BF00196484.
- [7] M. Sunyach and J. Mathieu, “Zone de mélange d’un jet plan Fluctuations induites dans le cône de potentiel-intermittence,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 12, no. 12, pp. 1679–1697, Dec. 1969, doi: 10.1016/0017-9310(69)90100-8.
- [8] F. O. Thomas and V. W. Goldschmidt, “Structural characteristics of a developing turbulent planar jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 163, pp. 227–256, Feb. 1986, doi: 10.1017/S0022112086002288.
- [9] H. Assoum, “Étude expérimentale des couplages entre la dynamique d’un jet qui heurte une plaque fendue et l’émission sonore générée,” 2013. <http://www.theses.fr/2013LAROS420> (accessed Mar. 13, 2020).
- [10] H. J. Hussein, S. P. Capp, and W. K. George, “Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 258, pp. 31–75, Jan. 1994, doi: 10.1017/S002211209400323X.
- [11] B. W. Webb and C.-F. Ma, “Single-Phase Liquid Jet Impingement Heat Transfer,” in *Advances in Heat Transfer*, vol. 26, Elsevier, 1995, pp. 105–217. doi: 10.1016/S0065-2717(08)70296-X.
- [12] J. Vejrazka, “Experimental study of a pulsating round impinging jet,” thesis, Grenoble INPG, 2002. Accessed: Mar. 27, 2020. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/2002INPG0160>
- [13] R. Viskanta, “Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 6, no. 2, pp. 111–134, Feb. 1993, doi: 10.1016/0894-1777(93)90022-B.
- [14] D. Cooper, D. C. Jackson, B. E. Launder, and G. X. Liao, “Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 36, no. 10, pp. 2675–2684, Jul. 1993, doi: 10.1016/S0017-9310(05)80204-2.
- [15] S. Maurel, C. Rey, C. Sollicc, and M. Pavageau, “Caractéristiques cinématiques et structurelles d’un jet d’air plan turbulent frappant une plaque plane placée à distance variable,” *Mécanique Ind.*, vol. 5, no. 3, pp. 317–329, May 2004, doi: 10.1051/meca:2004033.
- [16] J. Sakakibara, K. Hishida, and W. R. C. Phillips, “On the vortical structure in a plane impinging jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 434, pp. 273–300, May 2001, doi: 10.1017/S0022112001003779.
- [17] N. Didden and C.-M. Ho, “Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 160, pp. 235–256, Nov. 1985, doi: 10.1017/S0022112085003469.
- [18] E. Gutmark, M. Wolfshtein, and I. Wygnanski, “The plane turbulent impinging jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 88, no. 4, pp. 737–756, Oct. 1978, doi: 10.1017/S0022112078002360.
- [19] rong Ding and johan Revstedt, “LIF Study of Mixing in Circular Impinging Jets - Effects of Boundary Conditions - Lund University,” 2003.
[https://portal.research.lu.se/portal/en/publications/lif-study-of-mixing-in-circular-impinging-jets-effects-of-boundary-conditions\(bc439aea-07a8-451d-820e-a4f98631fb85\).html](https://portal.research.lu.se/portal/en/publications/lif-study-of-mixing-in-circular-impinging-jets-effects-of-boundary-conditions(bc439aea-07a8-451d-820e-a4f98631fb85).html) (accessed Mar. 11, 2020).
- [20] M. Poreh, Y. G. Tsuei, and J. E. Cermak, “Investigation of a Turbulent Radial Wall Jet,” *J. Appl. Mech.*, vol. 34, no. 2, pp. 457–463, Jun. 1967, doi: 10.1115/1.3607705.

- [21] B. R. Hollworth and M. Durbin, “Impingement cooling of electronics,” *J. Heat Transf. Trans. ASME Am. Soc. Mech. Eng. Ser. C U. S.*, vol. 114:3, Aug. 1992, doi: 10.1115/1.2911324.
- [22] C. J. Chang, H. T. Chen, and C. Gau, “Flow and Heat Transfer of a Microjet Impinging on a Heated Chip: Part II — Heat Transfer,” *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.*, vol. 17, no. 2, pp. 92–111, May 2013, doi: 10.1080/15567265.2012.761304.
- [23] D. Babic, D. B. Murray, and A. A. Torrance, “Mist jet cooling of grinding processes,” *Int. J. Mach. Tools Manuf.*, vol. 45, no. 10, pp. 1171–1177, Aug. 2005, doi: 10.1016/j.ijmachtools.2004.12.004.
- [24] R. Gardon and J. C. Akfirat, “The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 8, no. 10, pp. 1261–1272, Oct. 1965, doi: 10.1016/0017-9310(65)90054-2.
- [25] S.-J. L. Jungho Lee, “Stagnation Region Heat Transfer of a Turbulent Axisymmetric Jet Impingement,” *Exp. Heat Transf.*, vol. 12, no. 2, pp. 137–156, Apr. 1999, doi: 10.1080/089161599269753.
- [26] J. W. (Univ of C. Baughn and S. (Canon C. Shimizu, “Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet,” *J. Heat Transf. Trans. ASME Am. Soc. Mech. Eng. Ser. C U. S.*, vol. 111:4, Nov. 1989, doi: 10.1115/1.3250776.
- [27] S. Roux, M. Fénot, G. Lalizel, L.-E. Brizzi, and E. Dorignac, “Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 15, pp. 3277–3290, Jul. 2011, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.03.059.
- [28] N. T. Obot, W. J. M. Douglas, and A. S. Mujumdar, “EFFECT OF SEMI-CONFINEMENT ON IMPINGEMENT HEAT TRANSFER,” presented at the International Heat Transfer Conference 7, 1982. doi: 10.1615/IHTC7.2030.
- [29] S. Ashforth-Frost, K. Jambunathan, and C. F. Whitney, “Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 14, no. 1, pp. 60–67, Jan. 1997, doi: 10.1016/S0894-1777(96)00112-4.
- [30] K. Jambunathan, E. Lai, M. A. Moss, and B. L. Button, “A review of heat transfer data for single circular jet impingement,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 13, no. 2, pp. 106–115, Jun. 1992, doi: 10.1016/0142-727X(92)90017-4.
- [31] C. O. Popiel and O. Trass, “Visualization of a free and impinging round jet,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 4, no. 3, pp. 253–264, May 1991, doi: 10.1016/0894-1777(91)90043-Q.
- [32] M. J. Tummers, J. Jacobse, and S. G. J. Voorbrood, “Turbulent flow in the near field of a round impinging jet,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 23, pp. 4939–4948, Nov. 2011, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.07.007.
- [33] J. Vejrazka, J. Tihon, P. Marty, and V. Sobolík, “Effect of an external excitation on the flow structure in a circular impinging jet,” *Phys. Fluids*, vol. 17, no. 10, p. 105102, Oct. 2005, doi: 10.1063/1.2084207.
- [34] J. M. buchlin, “CONVECTIVE HEAT TRANSFER IN IMPINGING- GAS- JET ARRANGEMENTS,” vol. 4, no. 2, pp. 137–149, Jan. 2011.
- [35] S. Roux, M. Fénot, G. Lalizel, L.-E. Brizzi, and E. Dorignac, “Evidence of flow vortex signatures on wall fluctuating temperature using unsteady infrared thermography for an acoustically forced impinging jet,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 50, pp. 38–50, Dec. 2014, doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.05.010.
- [36] V. Narayanan and V. A. Patil, “Oscillatory thermal structures induced by unconfined slot jet impingement,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 682–695, Nov. 2007, doi: 10.1016/j.expthermflsci.2007.09.002.
- [37] T. S. O’Donovan and D. B. Murray, “Jet impingement heat transfer – Part II: A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 17–18, pp. 3302–3314, Aug. 2007, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.047.
- [38] Y. M. Chung and K. H. Luo, “Unsteady Heat Transfer Analysis of an Impinging Jet,” *J. Heat Transf.*, vol. 124, no. 6, pp. 1039–1048, Dec. 2002, doi: 10.1115/1.1469522.
- [39] Y. M. Chung, K. H. Luo, and N. D. Sandham, “Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 23, no. 5, pp. 592–600, Oct. 2002, doi: 10.1016/S0142-727X(02)00155-8.

- [40] M. Hadžiabdić and K. Hanjalić, “Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet,” *J. Fluid Mech.*, vol. 596, pp. 221–260, Jan. 2008, doi: 10.1017/S002211200700955X.
- [41] W. Rohlf, H. D. Haustein, O. Garbrecht, and R. Kneer, “Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet: Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, no. 25–26, pp. 7728–7736, Dec. 2012, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.07.081.
- [42] N. Uddin, S. O. Neumann, and B. Weigand, “LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 57, no. 1, pp. 356–368, Jan. 2013, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.10.052.
- [43] S. Okamoto, S. Seo, K. Nakaso, and I. Kawai, “Turbulent Shear Flow and Heat Transfer Over the Repeated Two-Dimensional Square Ribs on Ground Plane,” *J. Fluids Eng.*, vol. 115, no. 4, pp. 631–637, Dec. 1993, doi: 10.1115/1.2910191.
- [44] R. L. Webb, E. R. G. Eckert, and R. J. Goldstein, “Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 14, no. 4, pp. 601–617, Apr. 1971, doi: 10.1016/0017-9310(71)90009-3.
- [45] W. M. Chakroun, A. A. Abdel-Rahman, and S. F. Al-Fahed, “Heat transfer augmentation for air jet impinged on a rough surface,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 18, no. 12, pp. 1225–1241, Dec. 1998, doi: 10.1016/S1359-4311(97)00100-2.
- [46] V. Katti and S. V. Prabhu, “Heat transfer enhancement on a flat surface with axisymmetric detached ribs by normal impingement of circular air jet,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, no. 5, pp. 1279–1294, Oct. 2008, doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.05.003.
- [47] M. Kito, M. Takezaki, T. Shakouchi, K. Tsujimoto, and T. Ando, “Enhancement of Impingement Heat Transfer on a Flat Plate with Ribs,” vol. 6, no. 8, p. 7, 2012.
- [48] B. Sagot and G. Antonini, “Transfert thermique par un jet impactant sur plaque plan corruguée,” *ile des Embiez*, 2007.
- [49] J. Ortega-Casanova and F. J. Granados-Ortiz, “Numerical simulation of the heat transfer from a heated plate with surface variations to an impinging jet,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 76, pp. 128–143, Sep. 2014, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.022.
- [50] B. Sagot, G. Antonini, A. Christgen, and F. Buron, “Jet impingement heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 47, no. 12, pp. 1610–1619, Dec. 2008, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2007.10.020.
- [51] D. Hee Lee, S. Youl Won, Y. Taek Kim, and Y. Suk Chung, “Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 1, pp. 223–227, Jan. 2002, doi: 10.1016/S0017-9310(01)00135-1.
- [52] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, and L.-E. Brizzi, “Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall,” *J. Fluid Mech.*, vol. 764, pp. 362–394, Feb. 2015, doi: 10.1017/jfm.2014.715.
- [53] H. Martin, “Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces,” in *Advances in Heat Transfer*, vol. 13, J. P. Hartnett and T. F. Irvine, Eds. Elsevier, 1977, pp. 1–60. doi: 10.1016/S0065-2717(08)70221-1.
- [54] T. Liu and J. P. Sullivan, “Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 39, no. 17, pp. 3695–3706, Nov. 1996, doi: 10.1016/0017-9310(96)00027-0.
- [55] T. S. o’donovan, “FLUID FLOW AND HEAT TRANSFER OF AN IMPINGING AIR JET,” p. 180.
- [56] S. D. Hwang and H. H. Cho, “Effects of acoustic excitation positions on heat transfer and flow in axisymmetric impinging jet: main jet excitation and shear layer excitation,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 24, no. 2, pp. 199–209, Apr. 2003, doi: 10.1016/S0142-727X(02)00236-9.
- [57] S. C. Crow and F. H. Champagne, “Orderly structure in jet turbulence,” *J. Fluid Mech.*, vol. 48, no. 3, pp. 547–591, Aug. 1971, doi: 10.1017/S0022112071001745.
- [58] C. Gau, W. Y. Sheu, and C. H. Shen, “Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Under Acoustic Excitations,” *J. Heat Transf.*, vol. 119, no. 4, pp. 810–817, Nov. 1997, doi: 10.1115/1.2824187.

- [59] M. H. Yu, T. K. Lin, and Y. Y. Hsieh, “Influence of acoustic forcing on the near field development of a heated plane jet,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 25, no. 1–2, pp. 13–22, Aug. 2001, doi: 10.1016/S0894-1777(01)00050-4.
- [60] S. V. Garimella, “Advances in mesoscale thermal management technologies for microelectronics,” *Microelectron. J.*, vol. 37, no. 11, pp. 1165–1185, Nov. 2006, doi: 10.1016/j.mejo.2005.07.017.
- [61] R. Mahalingam and A. Glezer, “Design and Thermal Characteristics of a Synthetic Jet Ejector Heat Sink,” *J. Electron. Packag.*, vol. 127, no. 2, pp. 172–177, Jun. 2005, doi: 10.1115/1.1869509.
- [62] G. L. Lehmann and S. J. Kosteva, “A Study of Forced Convection Direct Air Cooling in the Downstream Vicinity of Heat Sinks,” *J. Electron. Packag.*, vol. 112, no. 3, pp. 234–240, Sep. 1990, doi: 10.1115/1.2904372.
- [63] B. L. Smith and A. Glezer, “The formation and evolution of synthetic jets,” *Phys. Fluids*, vol. 10, no. 9, p. 2281, Oct. 1998, doi: 10.1063/1.869828.
- [64] S. G. Mallinson, J. A. Reizes, and G. Hong, “An experimental and numerical study of synthetic jet flow,” *Aeronaut. J.*, vol. 105, no. 1043, pp. 41–49, Jan. 2001, doi: 10.1017/S0001924000095968.
- [65] J. E. Cater and J. Soria, “The evolution of round zero-net-mass-flux jets,” *J. Fluid Mech.*, vol. 472, pp. 167–200, Dec. 2002, doi: 10.1017/S0022112002002264.
- [66] M. Chaudhari, B. Puranik, and A. Agrawal, “Heat transfer characteristics of synthetic jet impingement cooling,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 53, no. 5–6, pp. 1057–1069, Feb. 2010, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11.005.
- [67] M. Chaudhari, B. Puranik, and A. Agrawal, “Effect of orifice shape in synthetic jet based impingement cooling,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 34, no. 2, pp. 246–256, Feb. 2010, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2009.11.001.
- [68] M. Chaudhari, B. Puranik, and A. Agrawal, “Multiple orifice synthetic jet for improvement in impingement heat transfer,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 9–10, pp. 2056–2065, Apr. 2011, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.12.023.
- [69] M. B. Chaudhari, B. Puranik, and A. Agrawal, “Heat Transfer Characteristics of a Heat Sink in Presence of a Synthetic Jet,” *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 457–463, Mar. 2012, doi: 10.1109/TCPMT.2011.2181373.
- [70] M. Jain, B. Puranik, and A. Agrawal, “A numerical investigation of effects of cavity and orifice parameters on the characteristics of a synthetic jet flow,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 165, no. 2, pp. 351–366, Feb. 2011, doi: 10.1016/j.sna.2010.11.001.
- [71] A. Pavlova and M. Amitay, “Electronic Cooling Using Synthetic Jet Impingement,” *J. Heat Transf.*, vol. 128, no. 9, pp. 897–907, Sep. 2006, doi: 10.1115/1.2241889.
- [72] J. Zhang and X. Tan, “Experimental study on flow and heat transfer characteristics of synthetic jet driven by piezoelectric actuator,” *Sci. China Ser. E Technol. Sci.*, vol. 50, no. 2, pp. 221–229, Apr. 2007, doi: 10.1007/s11431-005-0006-1.
- [73] M. Arik, “An investigation into feasibility of impingement heat transfer and acoustic abatement of meso scale synthetic jets,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 27, no. 8–9, pp. 1483–1494, Jun. 2007, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2006.09.027.
- [74] R. C. Strawn, D. N. Kenwright, and J. Ahmad, “Computer Visualization of Vortex Wake Systems,” *AIAA J.*, May 2012, doi: 10.2514/2.744.
- [75] J. Hunt, “Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows,” 1988. https://www.researchgate.net/publication/234550074_Eddies_streams_and_convergence_zones_in_turbulent_flows (accessed Mar. 11, 2020).
- [76] J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa, and J. Kim, “Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow,” *J. Fluid Mech.*, vol. 332, pp. 185–214, Feb. 1997, doi: 10.1017/S0022112096003965.
- [77] P. Graftieux, “Groupes formels et critères d’isogénie,” thesis, Paris 6, 1998. Accessed: Mar. 27, 2020. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/1998PA066144>
- [78] K. Ismail, M. B. Chiekh, and S. B. Nasrallah, “Techniques d’identification des structures cohérentes dans un écoulement 2D,” p. 5.

- [79] M. Glesser, “Sons auto-entretenus produits par l’interaction d’un jet plan avec une plaque fendue : étude expérimentale et modélisation du couplage avec un résonateur,” thesis, La Rochelle, 2006. Accessed: Mar. 26, 2020. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/2006LAROS179>
- [80] W. K. Blake and A. Powell, “The Development of Contemporary Views of Flow-Tone Generation,” in *Recent Advances in Aeroacoustics*, New York, NY, 1986, pp. 247–325. doi: 10.1007/978-1-4612-4840-8_7.
- [81] M. J. Lighthill and M. H. A. Newman, “On sound generated aerodynamically I. General theory,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 211, no. 1107, pp. 564–587, Mar. 1952, doi: 10.1098/rspa.1952.0060.
- [82] C.-M. Ho and N. S. Nosseir, “Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon,” *J. Fluid Mech.*, vol. 105, pp. 119–142, Apr. 1981, doi: 10.1017/S0022112081003133.
- [83] M. Alkheir, “Contrôle du champ acoustique des sons auto-entretenus via la dynamique tourbillonnaire : application au jet plan heurtant une plaque fendue,” phdthesis, Université de La Rochelle, 2020.
- [84] A. Hirschberg, “Aero-acoustics of wind instruments,” *ResearchGate*, 1995. https://www.researchgate.net/publication/270568123_Aero-acoustics_of_wind_instruments (accessed Mar. 26, 2020).
- [85] Hirschberg, A., Rienstra, S.W., Mesoscopic Transport Phenomena, Department of Mathematics and Computer Science, Centre for Analysis, Scientific Computing, and Applications, and VF-programma Toepassingsgerichte Analyse (1984-1994) THE.WSK.101.84.25 (1984) TUE.WSK.301.90.25 (1990), *Elements of aero-acoustics*, vol. 1994–4. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1994. Accessed: Mar. 26, 2020. [Online]. Available: [https://research.tue.nl/nl/publications/elements-of-aeroacoustics\(94759b90-1fdc-4109-a722-84a3ecb03886\).html](https://research.tue.nl/nl/publications/elements-of-aeroacoustics(94759b90-1fdc-4109-a722-84a3ecb03886).html)
- [86] K. Hourigan, M. C. Welsh, M. C. Thompson, and A. N. Stokes, “Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles,” *J. Fluids Struct.*, vol. 4, no. 4, pp. 345–370, Jul. 1990, doi: 10.1016/0889-9746(90)90130-W.
- [87] H. Kook and L. Mongeau, “ANALYSIS OF THE PERIODIC PRESSURE FLUCTUATIONS INDUCED BY FLOW OVER A CAVITY,” *J. Sound Vib.*, vol. 251, no. 5, pp. 823–846, Apr. 2002, doi: 10.1006/jsvi.2001.4013.
- [88] A. Billon, M. Glesser, V. Valeau, and A. Sakout, “Sifflements produits par un jet plan accordé heurtant une plaque fendue,” Aug. 2006, Accessed: Mar. 26, 2020. [Online]. Available: <https://orbi.uliege.be/handle/2268/41345>
- [89] J. W. S. (1842-1919 ; 3rd baron) A. du texte Rayleigh, *The theory of sound. Volume 2 / by John William Strutt, baron Rayleigh,...* 1877. Accessed: Mar. 26, 2020. [Online]. Available: <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k95131k>
- [90] L. N. Howard, “THE NUMBER OF UNSTABLE MODES IN HYDRODYNAMIC STABILITY PROBLEMS,” MASSACHUSETTS INST OF TECH CAMBRIDGE, Jun. 1964. Accessed: Mar. 26, 2020. [Online]. Available: <https://apps.dtic.mil/docs/citations/AD0613758>
- [91] A. Michalke, “On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer,” *J. Fluid Mech.*, vol. 23, no. 3, pp. 521–544, Nov. 1965, doi: 10.1017/S0022112065001520.
- [92] C. SONDHAUS, “Ueber die beim ausstromen der luft entstehenden tone,” *Ann Phys Leipz.*, vol. 91, pp. 214–240, 1854.
- [93] R. C. Chanaud and A. Powell, “Some Experiments concerning the Hole and Ring Tone,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 37, no. 5, pp. 902–911, May 1965, doi: 10.1121/1.1909476.
- [94] S. Ziada, “INTERACTION OF A JET-SLOT OSCILLATOR WITH A DEEP CAVITY RESONATOR AND ITS CONTROL,” *J. Fluids Struct.*, vol. 15, no. 6, pp. 831–843, Aug. 2001, doi: 10.1006/jfls.2000.0379.
- [95] Matta Rk, “The Fluid Mechanics of the Hole-Tone.”, Accessed: Mar. 27, 2020. [Online]. Available: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=7073908>
- [96] A. Coiret, “MISE EN EVIDENCE ET ETUDE EXPERIMENTALE D’UNE BIFURCATION TURBULENTE REDUCTRICE DES BRUITS AUTO-ENTRETENUS DANS LES ECOULEMENTS.”, p. 246.

Références

- [97] A. Billon, “Etude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d’un conduit et heurtant une plaque fendue,” These de doctorat, La Rochelle, 2003. Accessed: Oct. 07, 2021. [Online]. Available: <https://www.theses.fr/2003LAROS103>
- [98] J. Hamdi, “Reconstruction volumique d’un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique,” phdthesis, Université de La Rochelle, 2017. Accessed: Apr. 29, 2020. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01804959>