



Titre: Études sur les jets à contre-courant
Title:

Auteur: Richard Phat The Nguyen
Author:

Date: 2018

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Nguyen, R. P. T. (2018). Études sur les jets à contre-courant [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/3075/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/3075/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Étienne Robert, & Jérôme Vétel
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDES SUR LES JETS À CONTRE-COURANT

RICHARD PHAT THE NGUYEN
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
AVRIL 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDES SUR LES JETS À CONTRE-COURANT

présenté par : NGUYEN Richard Phat The

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. ÉTIENNE Stéphane, Doctorat, président

M. ROBERT Étienne, Doctorat Sc., membre et directeur de recherche

M. VÉTEL Jérôme, Doctorat, membre et codirecteur de recherche

M. VO Huu-Duc, Ph. D., membre

DÉDICACE

*À tous mes amis, enseignants et collègues au travail,
vous me manquerez. . .*

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Étienne Robert et Jérôme Vétel de m'avoir guidé et soutenu durant ma maîtrise. Sans le matériel de laboratoire et le savoir fourni par mes superviseurs, ce travail n'aurait pas eu lieu. Les échanges de discussions ont été grandement appréciés et cela m'a permis d'en apprendre plus.

Je remercie particulièrement Marc-Étienne Larmarche Gagnon et Phillippe Miron pour m'avoir donné des conseils professionnels sur les systèmes d'acquisition. Je remercie mes amis, Cristian Boanta, Xin Gu, Hassen Dammak, Quentin Desjours, Sean Crouzat, Guillaume Sheehy de m'avoir permis d'avoir ces échanges amicaux.

Je remercie Jacques Xing pour avoir été un bon collègue durant le baccalauréat et pendant la maîtrise, il soulevait beaucoup de débats et cela amenait à beaucoup de discussions.

Je remercie l'équipe de support Méca de m'avoir fourni de l'aide informatique rapidement quand il fallait installer, mettre à jour et réparer les ordinateurs de bureau.

Je remercie les professeurs Alberto Teyssedou, Bruno Detuncq et Marcelo Reggio de m'avoir donné des idées folles et intéressantes pour la fabrication et l'assemblage facilitant le bricolage des pièces pour mon banc d'essai.

Je remercie les techniciens Philippe Massé, Benedict Besner et Nour Aimene pour m'avoir aidé pendant mon parcours, leurs aides sont grandement appréciées.

RÉSUMÉ

Les jets à contre-courant ont fait l'objet de plusieurs études puisqu'ils ont la capacité de favoriser le développement de la turbulence sans utilisation d'agitateurs mécaniques. Ce phénomène est possible puisque les couches de mélange entre le jet et l'écoulement à contre-courant ont un fort gradient de vitesse. Les résultats de recherches ont permis de comprendre par exemple l'évolution des dimensions des jets, la similitude des profils de vitesse et les limites d'instabilité en fonction de plusieurs paramètres adimensionnels. Malgré ces nombreuses contributions scientifiques, ces résultats ont été validés en détails seulement pour le cas d'un jet unique et à haut nombre de Reynolds et peu d'information est disponible quand il y a présence de plusieurs jets à contre-courant. Un banc d'essai inspiré d'un bruleur à flamme unidimensionnelle a été utilisé pour étudier expérimentalement cette configuration : une matrice de jet à contre-courant. L'objet de cette recherche est d'investiguer les éléments suivants :

- Les régimes stables et instables en fonction des paramètres adimensionnels.
- La différence entre un jet isolé et une matrice de jets à contre-courant.
- La fréquence caractéristique des structures tourbillonnaires.

D'après la littérature, la longueur des jets évolue de façon linéaire en fonction du ratio vitesse du jet sur celui de l'écoulement (U_{jet}/U). De plus, la pente de cette droite est environ 2.4 à 2.9. Toutefois, dans une matrice de jets à contre-courant, la constante des droites se trouve entre 0.11 à 0.22 et ces valeurs dépendent du nombre de Reynolds de l'écoulement. Ensuite, la littérature prédit des jets instables quand le rapport des vitesses dépasse une valeur de 1.4 pour le jet isolé. Toutefois, pour le régime laminaire à très faible nombre de Reynolds étudié ici, que le jet soit isolé ou dans une matrice, les instabilités n'ont pas été détectées dans ces conditions. Le critère $(U_{\text{jet}} - U)/(U_{\text{jet}} + U) > 1.32$ a alors été utilisé pour tenter de détecter les instabilités introduites par les couches de mélange. Cependant, l'utilisation de ce critère dans la configuration de matrice de jets était inconsistente, ce qui a mené à utiliser un autre critère basé sur le nombre de Reynolds minimum qui varie entre $Re_{\text{jet}} \approx 35$ et $Re \approx 368$. Finalement, une analyse fréquentielle des structures tourbillonnaires générées par les jets a permis d'estimer une fréquence caractéristique entre 3 et 29 Hz dans les plages de ratio de vitesse étudiées.

ABSTRACT

Counterflow jets have been the subject of many studies because they favor the development of turbulence in the flow without the use of mechanical stirrer. This can be explained by the mixing layer between the jet and the counterflow that is highly unstable because the velocity gradient is strong in that area. Research on counterflow jets has permit to understand how non-dimensional parameters affect the jet length, the similarity of velocity profiles and the threshold for the flow stability. These results were validated for the case of a single jet at a high Reynolds number and few informations are available when an array of jets is against a counterflow, both under a low Reynolds number. A setup based on a novel burner to investigate unstretched planar diffusion flames is used to study the configuration of the jet array. The goal of this study is to investigate the following subjects:

- The flow regime characterized by dimensionless parameters.
- The difference between a single jet and a jet array against a counterflow.
- The vortex shedding specific frequency in a transient flow.

According to the litterature, the length of a jet evolves linearly in function of the velocity ratio of the jet and its counterflow (U_{jet}/U). Further, the slope of this linear scale is usually found between 2.4 and 2.9. It was expected that we would get similar results in a jet array, however, experimental data show that the slope constant is bounded from 0.11 to 0.22 and that these values themselves are strongly dependent on the Reynolds number of the flow. Next, litterature results predict jet instabilities when the velocity ratio exceeds 1.4 for the case of a single jet. In a laminar regime, at a very low Reynolds number, no instability was such detected for isolated jet or jets array. $(U_{\text{jet}} - U)/(U_{\text{jet}} + U) > 1.32$ is thus used as a criterion in order to detect the instability for a generalized shear layer and is applied in this study. The results were both inconsistent for a single or several jets. Therefore, the Reynolds number is used as reference and it seems that the lowest threshold for a single jet instability is $Re_{\text{jet}} \approx 35$ and $Re \approx 368$. Finally, frequency analysis from the vortex shedding indicates periodic signals ranging from 3 to 29 Hz.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xiii
LISTE DES ANNEXES	xiv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Mise en contexte	1
1.2 Intérêt de recherche	3
1.3 Objectifs de recherche	3
1.4 Plan du mémoire	4
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	5
2.1 Les jets à contre-courant	5
2.2 Autre critère de stabilité hydrodynamique	9
2.3 Effet stabilisant du confinement	10
CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE	13
3.1 Configuration expérimentale	13
3.2 Matrice de jets à contre-courant	14
3.3 Vélocimétrie (PIV)	15
3.3.1 Principe de fonctionnement	16
3.3.2 Limitations de la technique PIV	18
3.3.3 Système laser pour l'illumination	20

3.3.4	Acquisition des images	20
3.3.5	Ensemencement de l'écoulement	22
3.3.6	Système laser pour l'illumination	24
3.4	Contrôle des écoulements de gaz	24
3.4.1	Régulation des débits	24
3.4.2	Mesure de température et de pression	24
3.4.3	Systèmes d'acquisition de données	25
3.5	Procédure expérimentale	26
CHAPITRE 4	CARACTÉRISATION DES MOYENS EXPÉRIMENTAUX	27
4.1	Épaisseur de la nappe laser	27
4.1.1	Méthode de mesure de l'irradiance	27
4.1.2	Résultats et discussion	30
4.2	Homogénéité de l'écoulement à contre-courant	32
4.2.1	Effet de la température ambiante	33
4.2.2	Chauffage des fenêtres par l'absorption du laser	35
CHAPITRE 5	ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UNE AIGUILLE ISOLÉE	43
5.1	Montage	43
5.2	Cas stationnaire	44
5.3	Cas périodique	46
5.3.1	Apparition des lâchés de tourbillons	46
5.3.2	Analyse fréquentielle des instabilités	47
CHAPITRE 6	ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UN FAISCEAU D'AIGUILLES	51
6.1	Longueur adimensionnelle des jets	51
6.2	Seuil de stabilité	54
CHAPITRE 7	CONCLUSION	62
7.1	Synthèse des travaux	62
7.2	Améliorations futures	63
RÉFÉRENCES	64
ANNEXES	67

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	État de l'art de la littérature sur les écoulements de jets à contre-courant	7
Tableau 3.1	Spécifications du système de laser	20
Tableau 5.1	Tableau résumé des configurations stables étudiées	45
Tableau 6.1	Coefficients de la surface de régression pour le modèle (6.1)	53

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Définition du jet à contre-courant (Rajaratnam, 1976)	1
Figure 1.2	Schéma d'un mélangeur à jets opposés	2
Figure 1.3	Effet du jet à contre-courant dans le contrôle des écoulements en condi- tion supersonique (Daso <i>et al.</i> , 2009)	3
Figure 1.4	Brûleur à flamme unidimensionnelle	4
Figure 2.1	Schéma du jet pariétal à contre-courant	11
Figure 2.2	Géométrie des jets confluents	12
Figure 3.1	Banc d'essai, système de commandes et de mesures	13
Figure 3.2	Configuration expérimentale utilisée dans sa version la plus simple . .	15
Figure 3.3	Images illustrant la section d'essai	16
Figure 3.4	Images du plénum d'injection et d'extraction	17
Figure 3.5	Illumination des particules par laser dans un jet libre	18
Figure 3.6	Représentation schématique d'un algorithme de traitement d'image par corrélation croisée pour la technique de vélocimétrie par image de par- ticules (PIV)	19
Figure 3.7	Champs de vision montrant la région immédiatement en amont des aiguilles l'injection	22
Figure 3.8	Système de caméra avec divers objectifs	23
Figure 3.9	Thermocouple de type T fabriqué pour mesurer la température de l'écoulement	25
Figure 3.10	Plan de test sous forme de diagramme	26
Figure 4.1	Système de lentilles pour former la nappe laser et un capteur pour mesurer la puissance du laser	29
Figure 4.2	Représentation schématique du montage expérimental pour la mesure de l'épaisseur de la nappe laser	30
Figure 4.3	Profil de puissance et d'irradiance dans la nappe laser	37
Figure 4.4	Perturbation d'un écoulement initialement uniforme par la présence d'un gradient de température près des parois	38
Figure 4.5	Température de l'écoulement et température ambiante en fonction du temps	39
Figure 4.6	Profil de vitesse en fonction de l'écart de température entre l'écoule- ment et l'air ambiant du local	40

Figure 4.7	Exemple d'image et champ de vitesse calculés en moyennant une séquence de 20 images enregistrées à 200Hz	41
Figure 4.8	Profil de vitesse perturbé par le laser	42
Figure 4.9	Effet du laser sur l'écoulement	42
Figure 5.1	Courbe d'étalonnage donnant l'évolution de la vitesse du jet corrigée $U_{\text{jet corrigé}}$ en fonction de la vitesse moyenne sur les jets U_{jet}	43
Figure 5.2	Visualisations de configurations stables pour le jet isolé	44
Figure 5.3	Balayage par caméra sur un jet stationnaire isolé	45
Figure 5.4	Limite de stabilité pour un jet isolé	46
Figure 5.5	Exemples de lâchés tourbillonnaires symétriques et asymétriques . . .	48
Figure 5.6	Exemple de signaux temporels de vitesse et spectres associés pour le jet instable	49
Figure 5.7	Fréquence d'oscillation du jet en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement	50
Figure 6.1	Extraits d'images PIV obtenues avec plusieurs aiguilles	52
Figure 6.2	Longueurs des jets adimensionnelles en fonction du ratio α	57
Figure 6.3	Évolution de la longueur des jets en fonction du ratio de vitesse et du nombre de Reynolds	58
Figure 6.4	Plan de régression à partir des données de la figure 6.3	58
Figure 6.5	Surface de régression obtenue à partir des données de la figure 6.3 . .	59
Figure 6.6	Longueurs des jets adimensionnels en fonction du ratio du flux de quantité de mouvement des jets à contre-courant dans un faisceau d'aiguilles	59
Figure 6.7	Effet du confinement sur l'échelle de vitesse intervenant dans la définition de R	60
Figure 6.8	Critère de stabilité utilisé par Huerre et Monkewitz (1990) en fonction du ratio de vitesse α	60
Figure 6.9	Exemple de jets instables pour la configuration en faisceau	61
Figure 6.10	Analyse spectrale de la configuration en faisceau	61
Figure 6.11	Exemple de jet libre et formation des tourbillons	61
Figure A.1	Chambre de stabilisation utilisée pour assurer un écoulement uniforme à l'entrée des aiguilles d'injection	67
Figure B.1	Plenum d'injection ayant une couche de particule de TiO_2 bouchant les aiguilles	68
Figure B.2	Appareil pour ensemençer le TiO_2	69
Figure C.1	Vitesse de la particule en fonction du temps pour différente taille des gouttelettes	71

Figure G.1	Profil de vitesse à une distance de d_{jet} de la pointe d'aiguille	77
Figure H.1	Profil de vitesse de l'écoulement pour une consigne de 30 mm/s	78

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Variable

α	Ratio de vitesse de U_{jet}/U
K	Constante du taux de variation pour l'évolution des longueurs de pénétration des jets adimensionnels
U_{jet}	Vitesse moyenne du jet
U	Vitesse de l'écoulement à contre-courant
Z	Ratio du flux de quantité de mouvement entre le jet et l'écoulement à contre-courant
Re_{jet}	Nombre de Reynolds du jet basé sur son diamètre initial
Re	Nombre du Reynolds de l'écoulement à contre-courant, basé sur le diamètre hydraulique du test de section.
d_j	Diamètre du jet initial ou diamètre interne de l'aiguille.

Acronymes

LDA	Laser Doppler Anemometry
LIF	Laser-induced fluorescence
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-averaged Navier–Stokes equations

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Chambre de stabilisation pour l'écoulement dans les jets	67
Annexe B	Ensemencement avec particules solides de TiO_2	68
Annexe C	Temps de relaxation	70
Annexe D	Fonction Pwelch de Matlab	72
Annexe E	Démonstration du calcul du flux de quantité de mouvement	73
Annexe F	Méthode de régression et filtre dynamique	74
Annexe G	Caractérisation des écarts des vitesses du jet mesuré par rapport à la commande	76
Annexe H	Caractérisation des écarts des vitesses de l'écoulement par rapport à la commande	78
Annexe I	À propos de l'auteur	79

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

Les applications de la mécanique des fluides sont importantes dans de nombreux procédés industriels en aéronautique, dans le domaine des transports, ou encore dans le secteur de l'énergie (éoliennes, turbines hydroélectriques, etc). Les jets sont un exemple de configuration utilisée couramment, et parmi ce type d'écoulement on y trouve plusieurs catégories : le jet libre, le jet coaxial, le jet transverse et le jet à contre-courant. Le jet à contre-courant par exemple est un cas intéressant, puisque le fluide sortant de la buse du jet décélère subitement en raison d'un autre écoulement qui s'y oppose, ce dernier pouvant être un courant dominant ou bien un autre jet. La figure 1.1 illustre l'interaction entre un écoulement dominant de vitesse U_1 et un jet de vitesse U_0 . Le jet décélère jusqu'à une distance x_p avant d'être entraîné par l'écoulement dominant. Dans des conditions particulières, cette configuration est hautement instable en raison d'un fort gradient de vitesse au niveau de la couche de mélange qui favorise une instabilité et éventuellement déclenche la turbulence.

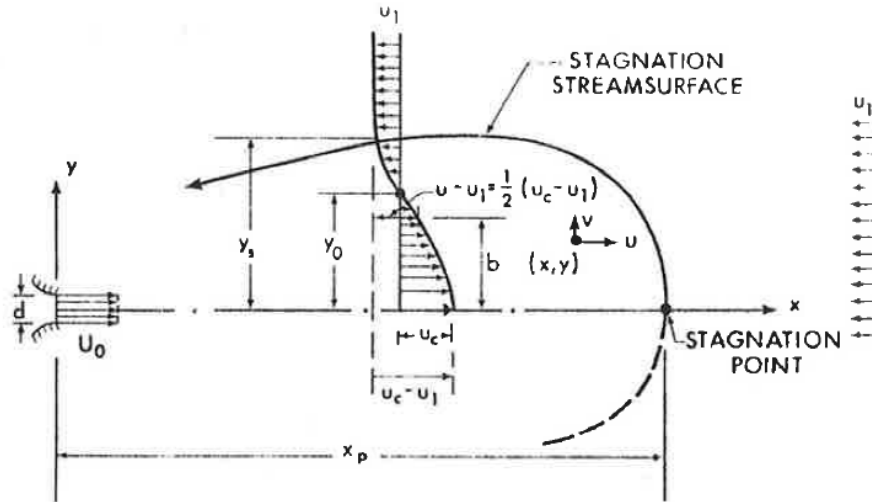


Figure 1.1 Définition du jet à contre-courant (Rajaratnam, 1976)

Application dans les mélanges

Les jets opposés ou à contre-courant sont globalement instables, génèrent des conditions propices au mélange et on les retrouve dans de nombreuses applications industrielles importantes.

Le déversement des eaux usées dans les cours d'eau en est un exemple. Une autre application dans les industries de boissons permet le mélange de sirops dans de l'eau. Samoichuk *et al.* (2017) ont utilisé une approche numérique et expérimentale pour étudier la faisabilité de cette technologie particulière. Ils ont montré qu'elle est capable d'atteindre les standards industriels, c'est-à-dire le respect des normes sur le taux de sucre dans les boissons. La figure 1.2 illustre la configuration que les auteurs ont utilisé pour effectuer leur test de mélange de liqueur. C'est au point C de la figure que les deux jets s'opposent et en D que la couche de mélange devient turbulente.

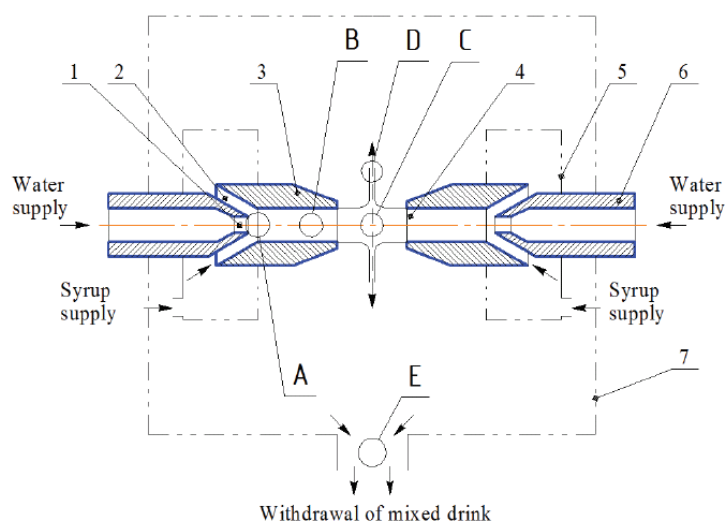


Figure 1.2 Exemple d'un procédé de mélange de type jets opposés. En 1 se trouve la buse, 2 la chambre à siphon, 3 la chambre de mélange, 4 la chambre de mélange au niveau d'une autre buse, 5 la chambre de liqueur, 6 la tuyauterie, 7 la chambre collectrice. Les lettres A,B,C,D,E représentent les zones de mélange (Samoichuk *et al.*, 2017)

Application dans le contrôle des écoulements

Les jets à contre-courant sont aussi utilisés comme système de contrôle d'écoulement en régime supersonique et hypersonique. Le jet à contre-courant provoque un décollement vers l'amont de l'onde de choc ce qui réduit les pertes de traînée, comme illustré par l'expérience de la figure 1.3 (Daso *et al.*, 2009). Les chercheurs constatent que cette technologie permet d'économiser du carburant et d'augmenter les performances. Suite à ces constats, des recommandations ont été suggérées pour installer un système de jets à contre-courant sur les navettes, afin de réduire les contraintes thermiques lors de leur entrée dans l'atmosphère.

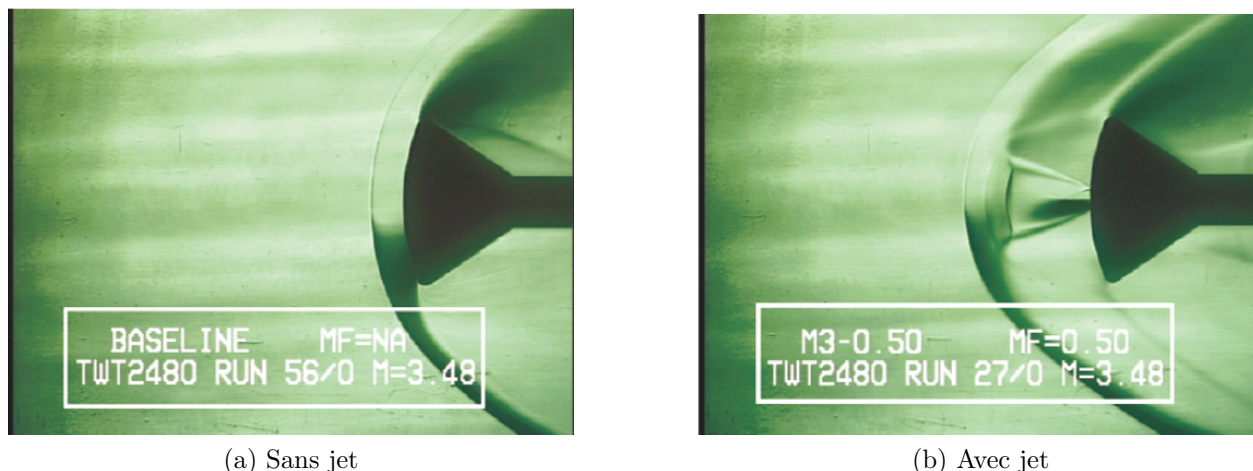


Figure 1.3 Effet du jet à contre-courant dans le contrôle des écoulements en condition supersonique (Daso *et al.*, 2009)

1.2 Intérêt de recherche

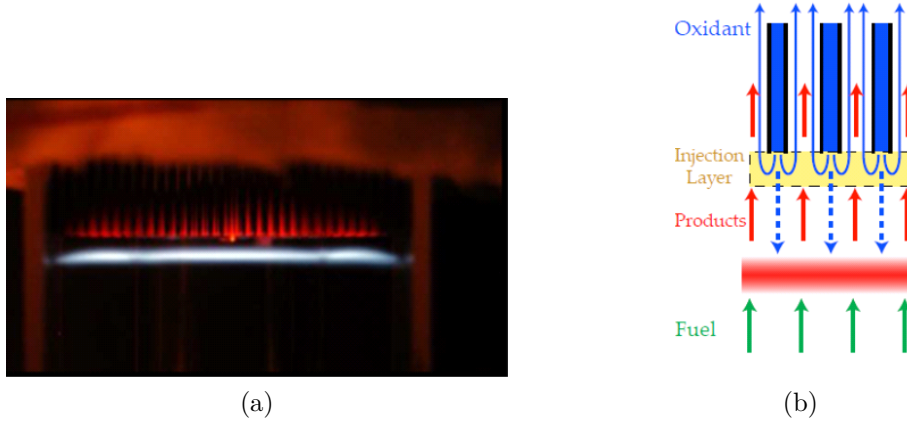
À Polytechnique Montréal, le laboratoire de combustion et le laboratoire de dynamique des fluides (LADYF) utilisent un banc d'essai pour faire des études fondamentales et appliquées sur les jets à contre-courant. Ce banc d'essai possède une matrice d'aiguilles générant ainsi plusieurs jets à contre-courant pour répliquer un brûleur unidimensionnel (Robert, 2009). Ce dernier permet d'étudier les flammes de diffusion, comme montré à la figure 1.4. Cette configuration est particulière et peu documentée, parce que la majorité des travaux scientifiques focalise l'intérêt sur un jet unique plutôt qu'une série de jet. Par conséquent, les paramètres et les conditions d'instabilité peuvent changer. C'est cet écoulement en gaz froid qui est traité ici.

1.3 Objectifs de recherche

L'objectif de ce mémoire consiste à approfondir les connaissances sur l'écoulement généré par une matrice de jets placée à contre-courant d'un écoulement uniforme. Cette étude s'appuie sur des mesures obtenues à partir d'un montage existant qui a été modifié. Les objectifs de ce travail sont les suivants :

1. Caractériser les régimes d'écoulement en fonction des paramètres les plus pertinents et notamment les seuils d'instabilité ;
2. Étudier un jet unique et analyser son comportement lorsqu'il est confiné dans un système à plusieurs jets ;

3. Déterminer le contenu fréquentiel des fluctuations de l'écoulement en régime instationnaire.



1.4 Plan du mémoire

Ce mémoire sera divisé en 7 chapitres. Le chapitre 2 présente une revue de la littérature sur le sujet des instabilités des écoulements et des travaux effectués dans le domaine des jets. Le chapitre 3 décrit la méthodologie ainsi que les appareils et équipements utilisés. Le chapitre 4 présente la validation de vitesse dans les jets et les écoulements du banc d'essai. Les chapitre 5 et 6 présentent les résultats et analyses du jet à contre-courant, isolé et en matrice, respectivement. Pour conclure, le chapitre 7 est une synthèse du travail effectué, incluant une discussion des limites des résultats présentés et quelques recommandations.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

2.1 Les jets à contre-courant

Un jet à contre-courant, comme son nom l'indique, est un jet de vitesse U_{jet} qui est soumis à un écoulement ou à un autre jet de direction opposée de vitesse U . Le jet décélère graduellement, puisqu'il perd sa quantité de mouvement. La vitesse longitudinale du jet deviendra nulle à un endroit défini comme un point de stagnation, appelé x_p . Le fluide du jet remonte ensuite en direction de l'écoulement opposé et gagne de la quantité de mouvement de signe opposé par rapport à son état initial. Le jet à contre-courant est une configuration hautement instable, parce qu'au niveau de la couche de mélange, à une distance y_0 de l'axe du jet (cf. figure 1.1), il y a un très fort gradient de vitesse. C'est à ce niveau que se développent des instabilités qui éventuellement mènent à des lâchés tourbillonnaires, voire de la turbulence.

Régime linéaire

L'une des premières observations importantes à remarquer sur les jets à contre-courant est la linéarité de la longueur des jets en fonction des ratios de vitesses. C'est ce que des premiers chercheurs comme Arendt *et al.* (1956) ont révélé en étudiant cette configuration dans une soufflerie à l'aide de tubes de Pitot. Les résultats qu'ils ont obtenus ont permis d'établir la relation linéaire suivante :

$$\frac{x_p}{d_{\text{jet}}} = 2.7 \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{U_{\text{jet}}}{U}, \quad (2.1)$$

où x_p/d_{jet} représente la longueur de pénétration des jets sur le diamètre interne d_{jet} de la buse générant le jet, et U_{jet}/U , appelé α dans le présent mémoire, représente le ratio de vitesse. Plus tard, Rajaratnam et Beltaos (1973) et des auteurs comme Sui et Ivanov (1959) ont aussi investigué les jets à contre-courant et ont obtenu des résultats similaires par rapport à Arendt *et al.* (1956). Ils ont obtenu l'équation linéaire suivante :

$$\frac{x_p}{d_{\text{jet}}} = K \frac{U_{\text{jet}}}{U} = K\alpha, \quad (2.2)$$

avec K une constante qui vaut 2.6. L'équation (2.2) sera très utilisée plus tard dans d'autres travaux sur les jets à contre-courant, puisqu'elle permet de faire des comparaisons directes avec la littérature.

Avec le développement de l'informatique et de la technologie, des méthodes de mesure comme la vélocimétrie par image de particule (PIV), la fluorescence induite par laser (LDA), et l'anémométrie par laser Doppler (LDA) sont devenues accessibles afin de mieux quantifier les longueurs de stagnation. Ces techniques de mesure optiques utilisent des faisceaux ou nappes laser pour estimer la vitesse des particules dans un fluide. Lam et Chan (1995) ainsi que d'autres auteurs ont utilisé ces technologies non invasives pour étudier les jets à contre-courant. Par ailleurs, les puissances des ordinateurs ont permis d'améliorer la simulation de la turbulence. Amamou *et al.* (2015) ont ainsi pu étudier le phénomène avec une approche numérique basée sur un modèle RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes). Tous ces auteurs réutilisent l'équation (2.2) pour déterminer la constante K , avec les valeurs répertoriées au tableau 2.1. La majorité des valeurs de K obtenues varient entre 2.4 et 2.9. Afin d'éviter les confusions que les variables peuvent apporter, ces dernières sont définies ci-dessous.

Liquide/Gaz représente le milieu qui a été utilisé dans le banc d'essai.

d_{jet} représente le diamètre initial du jet.

\underline{L} représente la largeur de la section d'essai.

\underline{H} représente la hauteur de la section d'essai.

$\underline{D_H}$ représente le diamètre hydraulique de la section d'essai à l'exception du symbole \emptyset pour désigner le diamètre circulaire.

\underline{U} représente la vitesse d'écoulement à contre-courant.

\underline{K} représente la pente de la droite linéaire des longueurs des jets adimensionnels en fonction du ratio de vitesse.

$\underline{\alpha}$ représente le ratio de vitesse.

$\underline{Re_{\text{jet}}}$ représente le nombre de Reynolds du jet, basé sur d_{jet} .

\underline{Re} représente le nombre de Reynolds de l'écoulement à contre-courant, basé sur $\underline{D_H}$.

$\underline{u'/U}$ représente le taux de turbulence mesuré dans l'écoulement à contre-courant. Ce dernier paramètre est considéré pertinent, puisqu'il permet d'apprécier qualitativement l'effet des fluctuations pouvant être la source d'instabilité.

Cette disparité des constantes K a été étudiée par Saghravani et Ramamurthy (2010). Ils ont remarqué que plus le confinement, évalué par le ratio $d_{\text{jet}}/\underline{D_H}$ (rapport du diamètre de jet sur le diamètre hydraulique de la section) est élevé, plus la constante K est élevée. Toutefois, il est difficile de conclure sur l'universalité de ce postulat puisque les montages expérimentaux utilisés varient. Par exemple, Saghravani et Ramamurthy ont trouvé une constante $K = 2.7$ pour un confinement de $d_{\text{jet}}/\underline{D_H} = 0.021$ alors que Rajaratnam et Beltaos (1973) ont obtenu $K = 2.7$ pour $d_{\text{jet}}/\underline{D_H} = 0.008$. De plus, Robert et Monkewitz (2013) ont obtenu une valeur de 0.29, une différence d'un ordre de grandeur plus faible, dans un régime bas Reynolds et en utilisant une matrice de jets.

Chercheurs	Liquide/Gaz	Type de mesure	d_{jet} (mm)	L (mm)	H (mm)	d_{jet}/D_H	U (m/s)	K	α	Re_{jet}	Re	u'/U %
Arendt <i>et al.</i> (1956)	Gaz	Tube pitot	4.6	914	914	0,005	4.5 - 13.7	2.39	10.7-27.2	ND	$2.6 - 7.9 \times 10^5$	ND
Rajaratnam et Beltaos (1973)	Gaz	Tube pitot	5.1	609	609	0,008	7.8-21.5	2.6	10.7 et 27.2	$2.5-6.9 \times 10^3$	$2.9 - 8 \times 10^4$	ND
Morgan <i>et al.</i> (1976)	Eau	Rotamètre	0.4 - 7	Ø32, 63, 83, 152		0.012 à 0.120	20	2.5	3 - 160	3×10^3	10^4	ND
König et Fiedler (1991)	Gaz	Imagerie	25	ND	ND	ND	ND	2.7	1 - 8	$0.5-2 \times 10^4$	ND	ND
Bernero et Fiedler (1998)	Eau	PIV	2, 5, 10	300	300	0.006 - 0.03	ND		1.3 - 20	ND	ND	1,6
Lam et Chan (1995)	Eau	PIV	10	300	450	0.027	0,05	2.6-2.9	2.5 - 18	$0.1-10^4$	2×10^4	ND
Yoda et Fiedler (1996)	Eau	LIF	5 et 10	300	300	0.016 et 0.03	0,13	2.8	1.3 - 10	2.0- 7.8×10^3	4.6×10^6	4
Bernero (2001)	Eau	LDA, LIF, PIV	2,5,10	300	300	0.006 - 0.03	0,13	2.5-2.7	1 - 30	ND	4.6×10^6	ND
Saghravani et Ramamurthy (2010)	Eau	LDA	1.59 - 12.7	305	305	0.005 - 0.04	ND	2.62 à 2.92	3 - 52	ND	ND	ND
Amamou <i>et al.</i> (2015)	Numérique	ND	D	40D	30D	0.029	U_0	2.4-2.7	3.1 - 15	ND	ND	4
Robert et Monkewitz (2013)	Gaz	PIV	0.8	77.5	77.5	Non applicable	10^{-3}	0.29	9 - 25	1 - 10	10^2	ND

Tableau 2.1 État de l'art de la littérature sur les écoulements de jets à contre-courant

Régime non-linéaire

De façon générale, la littérature est en accord avec la relation linéaire mentionnée ci-haut, mais peu de chercheurs mentionnent pour quelle plage de paramètres cette relation est respectée. Saghravani et Ramamurthy (2010) ont suggéré que la linéarité s'arrête quand un ratio de vitesse critique, α_c , est atteint, défini par la relation suivante :

$$\alpha_c = 20 \ln \left(\frac{D_H}{14.14 d_{\text{jet}}} \right). \quad (2.3)$$

D'autre part, Morgan *et al.* (1976) suggèrent d'utiliser le ratio du flux de la quantité de mouvement du jet par rapport à celle de l'écoulement à contre-courant pour expliquer la non-linéarité, défini par :

$$Z = \left(\frac{U_{\text{jet}} d_{\text{jet}}}{U D_H} \right)^2 > 1, \quad \text{ou} \quad Z^{1/2} = \frac{U_{\text{jet}} d_{\text{jet}}}{U D_H} > 1.$$

Ils observent que lorsque ce ratio est grand, la longueur adimensionnelle des jets peut être modélisée à l'aide de l'équation suivante :

$$\frac{x_p}{d_{\text{jet}}} = 1.8 Z^{1/6} = 1.8 \left(\frac{U_{\text{jet}} d_{\text{jet}}}{U D_H} \right)^{1/3}. \quad (2.4)$$

De plus, la zone de transition entre le comportement linéaire à non-linéaire possède une forte courbure et les auteurs recommandent d'être prudent avec les relations suggérées, ces zones de transition étant définies dans l'intervalle

$$0.5 < \frac{U_{\text{jet}} d_{\text{jet}}}{U D_H} < 1.5, \quad \text{ou} \quad 0.25 < Z < 2.25.$$

La relation (2.4) fut davantage approfondie plus tard par Sivapragasam *et al.* (2014) à l'aide de méthodes numériques (modèle RANS d'ANSYS). Les auteurs ont réfuté cette relation et avancé qu'il existe une limite asymptotique lorsque $Z^{1/2} > 10^2$, au delà de laquelle le jet cesse d'évoluer plus comme un jet libre.

Stabilité des jets à contre-courant

La stabilité des jets à contre-courant et donc la transition vers la turbulence est un aspect très important car il influence grandement la nature du mélange entre les deux écoulements. König et Fiedler (1991) ont étudié la transition des jets à contre-courant et ont trouvé un

seuil de transition pour un ratio

$$\alpha_{\text{instable}} = \frac{U_{\text{jet}}}{U} \approx 1.4.$$

Dans cette étude, le jet a été perturbé volontairement pour observer les instabilités. Des haut-parleurs ont été utilisés pour générer des ondes acoustiques, résultant en des excitations axiales dans le jet. De plus, des oscillations orbitales ont été introduites par une buse mécanique. Les tests ont été réalisés pour des jets ayant un nombre de Reynolds compris entre 5000 et 20 000, avec un profil de vitesse plat à la sortie de la buse.

Plus tard, Yoda et Fiedler (1996) ont validé le ratio α_{instable} que König et Fiedler (1991) ont obtenu avec des tests effectués sans introduction volontaire de perturbations. Toutefois, le concept d’instabilité n’est pas toujours uniforme entre les études ; par exemple, ces derniers auteurs affirment obtenir un régime stable avec des lâchés tourbillonnaires asymétriques à une fréquence variant entre 3 à 5 Hz. Ensuite, ils définissent qu’un régime est complètement instable quand le ratio de vitesse $\alpha > 3.4$, lorsque des fluctuations de grande amplitude sont observées et qu’il y a des anneaux tourbillonnaires qui se forment régulièrement.

Bernero et Fiedler (2000) ont aussi analysé des données expérimentales par décomposition orthogonale propre (POD) pour obtenir un ratio très proche de la valeur de König et Fiedler (1991) pour la transition stable-instable ($\alpha = 1.3$), et ils remarquent qu’il y a plusieurs modes de fluctuations. Les deux premiers modes sont des fluctuations latérales et de longueurs du jet, et les troisième et quatrième modes présentent des fluctuations du jet quand il est symétrique.

2.2 Autre critère de stabilité hydrodynamique

La section précédente indique qu’il existe un critère pour vérifier la stabilité des jets à contre-courant en utilisant le ratio de vitesse α . Toutefois, dans la majorité des travaux effectués dans ce domaine, les jets et l’écoulement ont un nombre de Reynolds $Re > 1000$ (cf. tableau 2.1). En revanche, les travaux réalisés avec des matrices de jets à contre-courant comme par Robert et Monkewitz (2013) ou Robert et Thomas (2016) utilisent des jets et des écoulements dont les nombres de Reynolds se trouvent entre 1 et 10 pour le jet et 10 et 100 pour l’écoulement. Dans ce cas, l’effet de la viscosité n’est plus comparable aux cas de jets isolés mentionnés précédemment et peut devenir non négligeable. Il est donc probable qu’il soit nécessaire d’obtenir des critères supplémentaires pour caractériser l’instabilité à faibles nombres de Reynolds.

Le nombre de Reynolds est bien évidemment couramment utilisé dans l’étude des jets pour

caractériser les instabilités. C’est un nombre adimensionnel facile à calculer et qui sert de bon repère pour comparer les résultats obtenus dans différentes configurations. Par exemple, Viilu (1962) a réalisé une simple expérience montrant qu’il est possible d’avoir des instabilités sur les jets libres ayant de très faibles nombres de Reynolds $Re \sim 10$. Son expérience a consisté à introduire un jet de solution basique et colorée dans une solution d’acide d’une autre couleur, permettant de détecter des anneaux tourbillonnaire de façon visuelle.

En principe, pour une couche de mélange, les conditions sont toujours instables quel que soit le nombre de Reynolds, selon le modèle de stabilité linéaire (Pijush *et al.*, 2016). Toutefois, ceci est applicable seulement pour les écoulements parallèles. Des auteurs tels que Huerre et Monkewitz (1990) ont suggéré un critère plus général pour définir l’instabilité, qui consiste à évaluer le rapport des écarts de vitesses de la façon suivante :

$$R = \frac{U_{\text{jet}} - U}{U_{\text{jet}} + U}. \quad (2.5)$$

En principe, quand R est positif, les conditions sont favorables pour que l’instabilité se développe. Strykowski et Niccum (1991) ont utilisé la forme alternative équivalente

$$R = \frac{U_{\text{jet}} - U_{\infty}}{(U_{\text{jet}} + U_{\infty})/2}, \quad (2.6)$$

dans laquelle le dénominateur représente mieux physiquement une moyenne de vitesses. Ces auteurs ont mené des études expérimentales et ont trouvé un nombre critique $R_{\text{crit}} = 1.32$ (selon (2.6)) à partir duquel l’instabilité se développe, très proche de la valeur de 1.315 (selon (2.6)) proposée par Huerre et Monkewitz (1985). Le jet était produit à partir d’une soufflerie et une buse était utilisée pour avoir un profil de vitesse plat à la sortie. Pour l’écoulement à contre-courant, une pompe à suction a été utilisée à la périphérie de la buse. La vitesse du jet était de 2000 cm/s ce qui correspond à un nombre de Reynolds du jet estimé à $Re_{\text{jet}} = 34\,000$. Un fil chaud de 5 μm avait été utilisé pour mesurer les composantes de vitesse et les fréquences instables détectées se trouvaient aux alentours de 2000 Hz.

2.3 Effet stabilisant du confinement

Confinement par la paroi

Le confinement des jets est un aspect important puisqu’il peut affecter le développement des instabilités, par exemple retarder leur apparition, ou même les amortir. Mahmoudi et Fleck (2016) ont fait des études expérimentales (PIV) et numériques (RANS, plus précisément avec le modèle $k - \epsilon$) sur le jet pariétal à contre-courant dans des conditions turbulentes (voir

figure 2.1 pour le schéma associé à leur expérience). Les premières constatations étaient que le jet pénètre plus en longueur par rapport au jet à contre-courant non confiné et que la zone de recirculation n'existe pas près de la paroi. En effet, le flux de quantité de mouvement de l'écoulement, s'opposant au jet, est nettement inférieur en présence de la paroi, étant donné qu'il est ralenti par le développement de la couche limite. De plus, les fluctuations étaient présentes principalement dans la direction latérale mais étaient amorties perpendiculairement à la paroi. Sivapragasam *et al.* (2014) ont étudié numériquement (modèle RANS) les jets à contre-courant dans une conduite pour simuler l'effet du confinement. Ils ont étudié le comportement des jets en augmentant le taux de turbulence et ont constaté qualitativement qu'un taux de turbulence élevé diminue la longueur du jet, ce qui est indirectement en accord avec ce qu'ont trouvé Mahmoudi et Fleck (2016), soit un taux de fluctuation moins élevé.

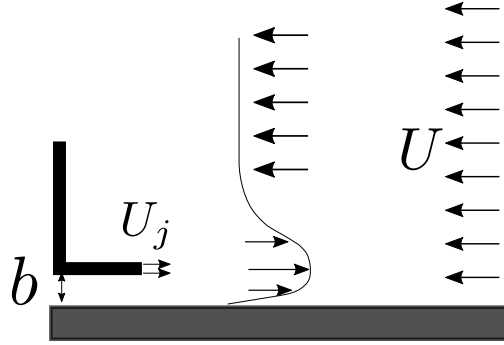


Figure 2.1 Schéma du jet pariétal à contre-courant, où b représente la distance du jet par rapport à la paroi

Confinement par la présence de jets à proximité

L'effet du confinement n'est pas nécessairement associé à la présence d'une paroi physique à proximité. En effet, il peut être associé à la présence de plusieurs jets à proximité. Par définition, les jets confluent sont des séries de jets espacés les uns des autres. Cette configuration est utilisée dans beaucoup de standards industriels, comme par exemple les cheminées installées proches les unes des autres. L'agencement des jets peut être optimisé pour favoriser tel ou tel état. Par exemple, en favorisant le développement des instabilités, la formation de grandes zones de recirculation voire de la turbulence permet d'augmenter le mélange.

Svensson *et al.* (2016) ont investigué numériquement (RANS, modèle $k-\epsilon$) les jets confluent, plus précisément sur les critères de formation des zones de recirculation. Ils ont montré que le critère S/d_{jet} , où S est la distance inter-jets (figure 2.2), dicte le comportement des jets. Lorsque $S/d_{\text{jet}} > 3.25$, la génération de fortes zones de recirculation est favorisée, et les jets

ont même tendance à se fusionner. Lorsque $S/d_{\text{jet}} < 1.75$, un effet de blocage prévient la formation de recirculations sur les bords des jets. De façon analogue à Mahmoudi et Fleck (2016), lorsque les jets sont très proches les uns des autres, le développement des zones de recirculation est plus complexe. C'est donc dans ce cadre que se situe cette étude.

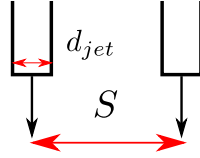


Figure 2.2 Géométrie des jets confluents

CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE

3.1 Configuration expérimentale

Les résultats présentés ont été obtenus à l'aide d'un banc d'essai et d'un ensemble de systèmes de mesure qui seront décrits en détails dans ce chapitre. Les équipements utilisés sont présentés schématiquement à la figure 3.1. Le coeur du montage consiste en une matrice d'aiguilles utilisée pour créer la configuration de jets confinés à contre-courant. Pour ce faire, deux écoulements de gaz sont nécessaires, préparés à l'aide de débitmètres haute précision. Les phénomènes d'intérêt sont visualisés et étudiés à l'aide de champs de vitesse obtenus par vélocimétrie par image de particules (Particle Image velocimetry, PIV). Cette technique nécessite que l'écoulement soit ensemencé de particules fines qui vont être utilisées pour suivre les mouvements du fluide.

D'autres instruments de mesure sont également utilisés, bien que n'étant pas strictement vitaux pour l'expérience. Ces instruments sont par exemple une station météorologique de laboratoire pour obtenir les conditions atmosphériques, des thermocouples pour mesurer les températures de l'écoulement ainsi que des comparateurs de déplacements linéaires.

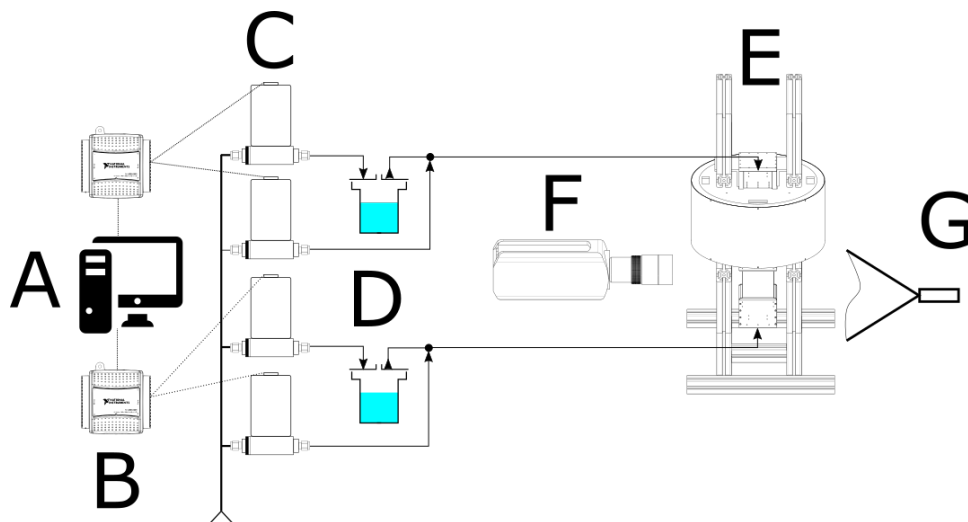


Figure 3.1 Représentation schématique de l'ensemble du banc d'essai utilisé pour les expériences. (A) Ordinateur pour la commande des débitmètres et l'acquisition des données PIV. (B) Modules de contrôle des débitmètres. (C) Débitmètres pour la préparation des écoulements avec leurs ensemencements en particules. (D) Générateur de particules pour l'ensemencement. (E) Matrice de jets confinés à contre-courant. (F) Caméra haute vitesse pour la PIV. (G) Source laser pour la PIV

3.2 Matrice de jets à contre-courant

La configuration expérimentale étudiée ici est une reproduction d'un bruleur de recherche permettant la création de flammes de diffusion non-prémélangées et non-étirées (Robert, 2009). L'objectif du présent travail est d'étudier les phénomènes de mécanique des fluides intervenant dans la région du bruleur où les jets s'opposent à l'écoulement à contre-courant. Par exemple, on s'intéresse aux régimes de stabilité de cette configuration et à la longueur de pénétration des jets dans l'écoulement.

La figure 3.2 montre le montage expérimental dans sa forme la plus simple, sans le plénum d'extraction. De manière générale, les deux écoulements d'air, un pour les jets et un pour le contre-courant, sont insérés verticalement aux deux extrémités d'une chambre vitrée de section carrée (77.5x77.5 mm). Dans la figure 3.2 les débits correspondants aux aiguilles, au contre-courant et à l'extraction sont désignés Q_1 , Q_2 et Q_{out} , respectivement¹. La particularité de cette configuration à contre-courant est que l'échappement s'effectue entre les aiguilles qui sont utilisées pour créer la matrice de jets². Tel qu'illustré à la figure 3.4(a), ceci implique qu'une partie du gaz injecté dans les aiguilles est rapidement entraîné par le contre-courant et évacué dans les aiguilles d'extractions, situées en aval et entre les aiguilles d'injections. Dans cette figure, le fluide entre dans l'aiguille de l'injection (1) et sort au niveau (2), c'est dans cette zone qu'il y a une interaction des jets qui s'oppose à un écoulement et c'est la zone qui sera étudiée dans le cadre de ce travail. Dans le contexte de l'utilisation de cette configuration pour la création de flammes unidimensionnelles et non-étirées, l'oxydant est généralement injecté dans les aiguilles pour former les jets alors que le combustible est présent dans le contre-courant. Dans la zone près de la pointe des aiguilles, l'écoulement est tridimensionnel et un mélange intense s'effectue. Par contre, en amont de cette zone de mélange dans le contre courant arrivant du bas de la chambre, l'écoulement de combustible est strictement unidimensionnel. Si la vitesse de l'écoulement de combustible est suffisamment lente, l'oxydant injecté par les aiguilles diffuse à contre-courant. Quand le mélange est allumé, une flamme de diffusion plane, unidimensionnelle et non-étirée s'établit à l'endroit où les réactifs se trouvent en proportion stoechiométrique. Cette position est généralement 10-15 mm en amont de la zone de mélange, mais il est nécessaire de bien comprendre les phénomènes intervenant dans cette dernière pour assurer le caractère 1D de la flamme.

La matrice d'aiguille utilisée comporte 961 aiguilles d'injection (diamètre intérieur de 0.8 mm et épaisseur de paroi de 0.1 mm) distribuées sur une matrice cartésienne de 31x31 avec

1. Notez qu'il y a 4 directions de sorties, les deux autres sorties ont des directions perpendiculaires à l'image.

2. Un agrandissement de la zone des aiguilles peut être aperçu à la figure 3.3(a) et en (b) l'aiguille isolée par extension d'une aiguille supplémentaire

un pas de 2,5 mm. Les aiguilles d'extraction sont au nombre de 1024 (32x32), disposées entre les aiguilles d'injection sur une même grille cartésienne (Robert, 2009). Une contrainte expérimentale importante est d'assurer que toutes les aiguilles d'injection aient un même débit et ainsi des vitesses de jet similaires. Pour minimiser les différences entre les jets, une chambre de tranquillisation est utilisée en amont des aiguilles pour s'assurer que les conditions d'entrée dans les aiguilles sont identiques. Cette chambre de stabilisation comporte une série de grilles séparant des zones du plénum remplies de billes de verre (diamètre de 3 mm) et de structures en nid d'abeille. Sur la figure 3.2, la chambre de stabilisation est visible au-dessus de la matrice d'aiguilles d'injection. De plus, l'annexe A (page 67) montre une photo détaillée de cette chambre et de ses composantes.

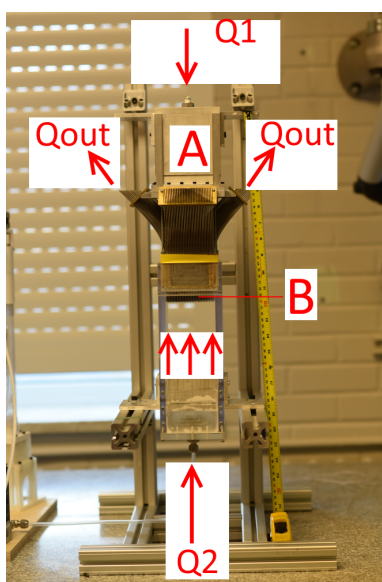


Figure 3.2 Configuration expérimentale utilisée dans sa version la plus simple, montrant le plénum d'injection (chambre de stabilisation) en A, la matrice d'aiguille en B et la direction du contre courant

3.3 Vélocimétrie (PIV)

La vélocimétrie par image de particules (PIV) est utilisée ici pour obtenir des champs de vitesse 2D de l'écoulement dans la région immédiatement adjacente à l'extrémité avale des aiguilles d'injection, où les jets rencontrent le contre-courant. Comme son nom l'indique, cette méthode optique permet d'obtenir la vitesse de l'écoulement en capturant le déplacement de particules suspendues dans celui-ci. Pour ce faire, une nappe de lumière laser est utilisée pour illuminer seulement une tranche de l'écoulement alors qu'une caméra prend (généralement) deux images en succession rapide.

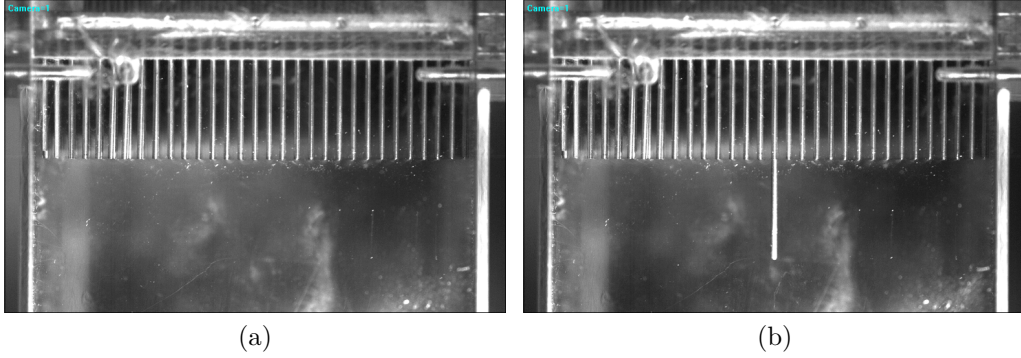


Figure 3.3 Images illustrant la section d'essai ; en (a) le faisceau d'aiguilles et en (b) le jet isolé par insertion d'une aiguille d'extension

3.3.1 Principe de fonctionnement

Les grandes lignes du fonctionnement de cette technique sont expliquées brièvement ici :

Étape 1 : L'écoulement estensemencé avec de très fines particules solides ou liquides. Idéalement, la densité effective des particules utilisées devrait être la plus proche possible de celle du fluide, afin que les particules suivent parfaitement l'écoulement. En général les particules sont significativement plus denses que le fluide si celui-ci est un gaz. Si les particules sont suffisamment petites, la force d'Archimède est négligeable devant les autres forces en présence et il n'y aura pas d'effet de sédimentation significatif. De plus, le temps de relaxation de ces petites particules est extrêmement court si bien qu'elles peuvent être considérées comme de bons traceurs de l'écoulement même si elles sont plus denses que celui-ci.

Dans le cadre de ce travail, les particules d'ensemencement ont une taille moyenne de 0.2 à 0.3 μm . Le temps de relaxation³ de ces particules est de l'ordre de 10^{-7} s. Typiquement les particules prennent 1 μs pour atteindre la vitesse de l'écoulement suite à un saut de vitesse de 1 m/s. L'annexe C de la page 70 détaille les calculs effectués pour obtenir ces valeurs.

Étape 2 : L'écoulementensemencé de particules est illuminé par une nappe laser, tel qu'illustré à la figure 3.5. En général le laser utilisé est de type pulsé, avec les impulsions de lumière synchronisées avec une ou plusieurs caméras qui capturent la position des particules présentes dans le plan de mesure. Pour les résultats présentés ici, une seule caméra à haute vitesse est utilisée. Celle-ci enregistre une série de doublets d'images (ou d'images uniques, mais exposées deux fois) décalées avec un délai de l'ordre de quelques microsecondes.

3. C'est un temps caractéristique que nécessite une particule pour atteindre la vitesse terminale relative (ici la vitesse du fluide).

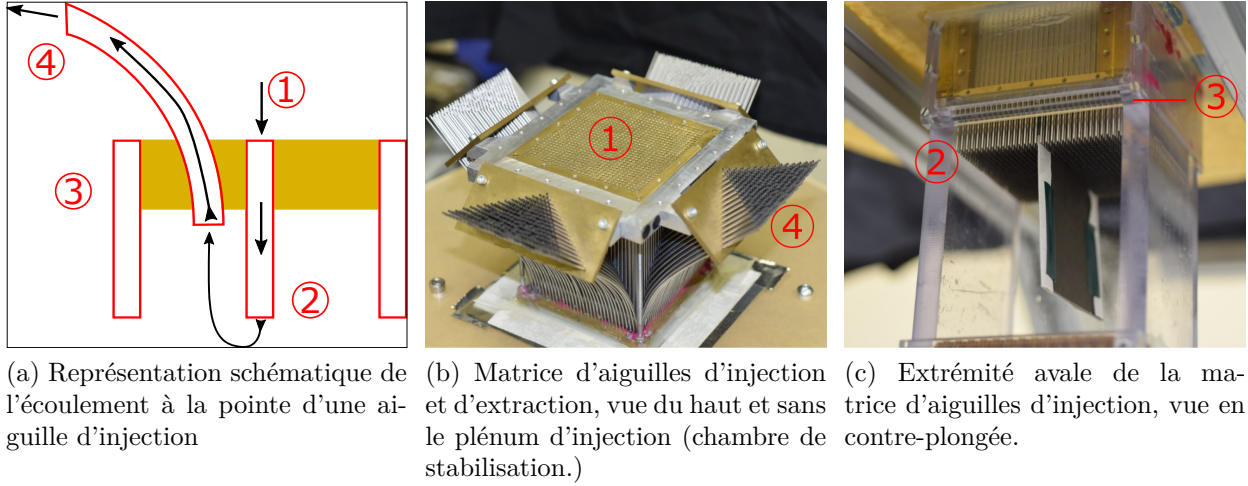


Figure 3.4 Illustrations de l'équipement utilisé pour créer la matrice de jet. (1) entrée des aiguilles d'injection, (2) sorties des aiguilles d'extraction, (3) sortie des aiguilles d'injection et (4) plan où se trouve l'entrée des aiguilles d'extraction

Étape 3 : Les images capturées sont traitées pour d'abord déterminer le déplacement des particules et ensuite calculer la vitesse dans chaque région de l'image à partir de ces déplacements. Plusieurs techniques sont disponibles pour effectuer cette tâche, si une seule image est capturée avec deux expositions on parle d'auto-corrélation. Il est plus courant par contre de capturer deux images et d'extraire les vecteurs de déplacement au travers d'une corrélation croisée. C'est cette dernière technique qui est utilisée ici et qui est illustrée schématiquement à la figure 3.6. L'algorithme prend tout d'abord les images capturées à l'étape 2 et les subdivise en plusieurs sections, appelées fenêtres d'interrogation. Ces fenêtres d'interrogation ont typiquement une taille standard de 16x16, 24x24 ou 32x32 pixels. La taille de la fenêtre d'interrogation déterminera la résolution spatiale du champ de vitesse, car un seul vecteur de déplacement (et donc de vitesse) sera calculé pour chaque fenêtre. Dans l'exemple de la figure 3.6, l'image est divisée en 20 fenêtres. Ensuite, l'algorithme analyse chaque fenêtre pour y identifier les particules. Par la suite, l'algorithme va tenter de corréler pour chaque fenêtre la position des particules au temps t avec leur position au temps $t + dt$. C'est au travers de cette opération que le déplacement est déterminé : la qualité de la corrélation entre les images est calculée pour tous les déplacements possibles. Un maximum dans cette fonction de corrélation est interprété comme correspondant au vecteur déplacement réel subi par les particules entre les deux images. L'algorithme effectue cette étape pour les autres fenêtres d'interrogation, générant ainsi un champ de vitesse.

Cette technique de mesure est extrêmement puissante en mécanique des fluides, car elle n'introduit pas d'objets physiques risquant de perturber l'écoulement, par opposition à par

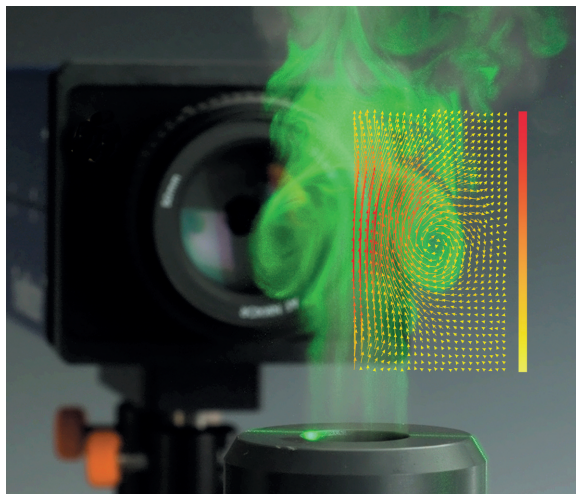


Figure 3.5 Illumination des particules par laser dans un jet libre, une caméra est installée pour enregistrer les images (image reproduite avec la permission de Lavision, 2018)

exemple une sonde de Pitot ou un anémomètre à fil chaud. De plus, obtenir directement un champ de vitesse permet d'effectuer un grand nombre de calculs secondaires. Par exemple la vorticité peut facilement être obtenue à partir du champ de vitesse et à partir de celle-ci les structures turbulentes de l'écoulement et leurs déplacements peuvent être identifiés.

3.3.2 Limitations de la technique PIV

Malgré ces avantages, beaucoup de facteurs limitent la précision des mesures pouvant être obtenues par PIV. Par exemple, des particules trop grosses ou trop peu nombreuses vont limiter la taille des fenêtres d'interrogation et donc la résolution spatiale. De plus, si l'écoulement comporte des gradients de vitesse importants, comme dans la configuration étudiée ici, il devient difficile de choisir un délai optimal entre les images pour assurer que tous les vecteurs vitesse pourront être déterminés dans la corrélation croisée. Les éléments, ci-dessous, sont des facteurs qui peuvent influencer le résultat de la PIV :

Diamètre des particules pixelisées : Puisque l'algorithme de corrélation croisée utilise une méthode de 3 points pour détecter les particules, des auteurs comme Raffel *et al.* (2007) suggèrent qu'il est nécessaire d'optimiser la taille des particules pour qu'elles aient des dimensions d'au moins 2 pixels une fois capturées dans les images. Par conséquent, la méthode de 3 points ne peut être utilisée pour une particule d'un pixel et une particule trop grosse diminuera la densité par fenêtre d'interrogation, causant des erreurs.

Densité des particules par fenêtre d'interrogation : La densité en nombre de particules est très importante pour assurer la présence d'un maximum unique et clair dans la fonction de

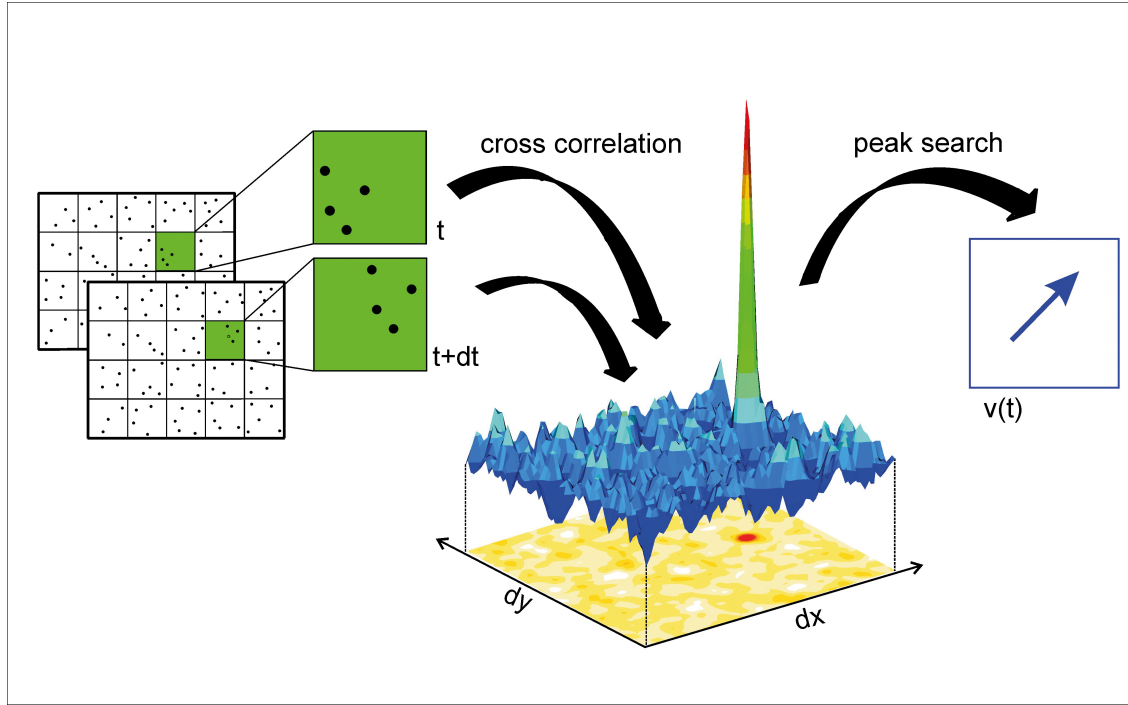


Figure 3.6 Représentation schématique d'un algorithme de traitement d'image par corrélation croisée pour la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV) (image reproduite avec la permission de Lavision, 2018)

corrélation. La densité est typiquement modélisée sous la forme

$$N_1 F_i F_o,$$

où N_1 représente le nombre de particules par fenêtre d'interrogation, F_i représente les paires de particules qui n'ont pas été détectées dans le plan et F_o représente les paires non détectées parce que les particules sont sorties en dehors du plan. Quand il y a peu de perte de paires, le coefficient F tend vers 1. Ainsi, Keane et Adrian (1992) suggèrent d'avoir $N_1 F_i F_o > 4$ et $N_1 > 8$ pour un système à doublet d'images afin d'assurer un taux de détection d'au moins 95%.

Optimisation des vecteurs déplacement : Une règle de base est de s'assurer de ne pas avoir des particules qui se déplacent en dessous de 0.5 pixel, puisque la caméra ne va pas détecter les différences. Typiquement les logiciels de traitement comme Davis 8.2 (LaVision INC) suggèrent des déplacements entre 3 et 7 pixels.

Gradient de vitesse : Lié au facteur précédent, un écoulement qui a un fort gradient de vitesse augmente les chances d'avoir de fausses mesures. Par exemple, si le décalage temporel entre

les deux images est choisi pour assurer une bonne capture des hautes vitesses, il y a une perte de précision sur les fenêtres d'interrogation ayant de plus faibles vitesses.

Tous ces facteurs sont susceptibles d'affecter les mesures dans le contexte de ce projet. Il y a par exemple des gradients de vitesse dans le jet puisqu'il se fait freiner par l'écoulement. Un mauvais contrôle d'ensemencement ou des images floues peuvent aussi bruite le signal et ainsi d'autres facteurs d'erreur apparaissent. Il est donc nécessaire de prendre conscience de ces éléments afin d'obtenir des résultats acceptables.

3.3.3 Système laser pour l'illumination

L'illumination pour les mesures PIV est assurée par un laser Litron modèle LDY304. Il s'agit d'un système capable d'émettre une énergie de 30 mJ par pulse à une fréquence de 1 kHz. Il est nécessaire de mentionner que ce laser est très puissant et peut faire fondre des composantes. Cela a un impact direct sur les manipulations et mesures effectuées. Les spécifications techniques du système sont affichées au tableau 3.1.

Un bras optique est utilisé pour guider et orienter le laser, une tête optique est installée de façon complémentaire pour transformer le faisceau circulaire en nappe laser. Pour des ajustements plus fins sur l'épaisseur de la nappe, des systèmes à fente et des lentilles convergentes ont été utilisés en aval de la tête optique. Ces ajustements sont nécessaires puisqu'il faudrait mesurer de façon précis; la présence d'une nappe large fait de sorte que la caméra moyennera sur la profondeur.

3.3.4 Acquisition des images

Une caméra haute vitesse Phantom V310 est utilisée pour enregistrer les images de la lumière réfléchiée par les particules suspendues dans l'écoulement. La résolution de la caméra est de 1280×800 pixels et elle peut capturer jusqu'à 3283 images par seconde à pleine résolution. À résolution réduite, la caméra peut enregistrer à une plus haute fréquence, jusqu'à 500,000

Tableau 3.1 Spécifications du système de laser

Spécification du modèle LDY304-PIV	
Tension (V)	220
Courant (A)	30
Énergie/pulse (mJ) @1kHz	30
Fréquence d'opération (kHz)	0.2-20
Longueur d'onde (nm)	527

images par seconde, une fonctionnalité qui n'est pas utilisée dans le présent travail. Dans le contexte de ce projet, la résolution a été réduite simplement pour augmenter la durée des séquences d'images pouvant être entreposées dans la mémoire interne de la caméra.

Les éléments optiques connectés à la caméra ont été choisis pour permettre la visualisation de l'écoulement à l'extrémité d'une ou plusieurs aiguilles insérées dans l'écoulement à contre-courant. Le diamètre des aiguilles étant de l'ordre de 1 mm et leur espacement de 2.5 mm dans la matrice, la largeur du champ de vision désiré varie de 2.5 mm à 10 mm environ. Un objectif macro 105 mm de Sigma a été utilisé comme élément optique principal pour les résultats présentés dans ce mémoire. Lorsque cet objectif est utilisé à sa plus petite distance focale, le champ de vision est de l'ordre de 25.3×15.9 mm, soit une largeur d'image capturant simultanément environ 10 jets. L'analyse de telles images PIV en utilisant d'une fenêtre d'interrogation de 16×16 pixels avec 0% de chevauchement implique que seulement 3 à 5 vecteurs vitesse seraient calculés sur la largeur d'un jet, ce qui est nettement insuffisant. Il est donc nécessaire d'améliorer la résolution spatiale du système optique, ce qui peut être effectué de deux manières : approcher l'objectif de la scène ou utiliser un autre objectif fournissant un plus grand grossissement de l'image.

Ces deux approches ont été utilisées dans le présent travail. Lorsque l'objectif Sigma 105 mm est utilisé, des tubes d'extension sont insérés entre l'objectif et la caméra. Ceci a pour effet de diminuer la longueur focale effective de l'objectif, qui peut ainsi être approché de la scène filmée, augmentant ainsi le grossissement. En ajoutant un tube d'extension de longueur 36 mm, il est possible d'obtenir un champ de vision de 12.7×7.9 mm, ce qui correspond à une résolution d'environ 100.6 pixels/mm, tel qu'illustré sur la figure 3.7.

Pour assurer une uniformité des champs de vision capturés, des calibrations sont donc nécessaires pour chaque système d'objectif. Ceci consiste à simplement prendre une image en focus d'un papier millimétrique et d'ensuite corréler les dimensions en fonction du nombre de pixels.

Pour obtenir une résolution encore plus grande, permettant d'observer en détail le champ de vitesse d'un seul jet, un objectif à très haut grossissement a été utilisé. Il s'agit en fait d'un télescope de type Maksutov-Cassegrain modifié pour pouvoir être utilisé comme un microscope. Cet objectif permet d'obtenir des champs de vision de 5.5×3.4 mm, ce qui correspond à une résolution de 232 px/mm. L'avantage de ce microscope est sa grande distance focale par rapport à un microscope conventionnel, qui se situe entre 150 à 360 mm, permettant d'avoir un grossissement entre 25 et 345 fois. Cela facilite les manipulations contrairement comme aux systèmes d'objectif avec les tubes d'extensions qu'il faut rapprocher pour être en focus. Cet objectif télescopique est produit par Questar et le modèle du produit est le QM 100. La

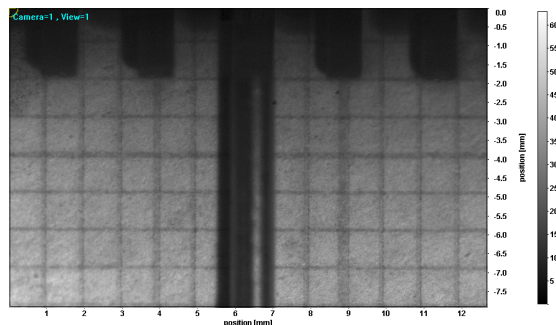


Figure 3.7 Champs de vision d'environ $12.7\text{ mm} \times 7.9\text{ mm}$ sur une résolution de $1280 \times 800\text{ px}$, montrant la région immédiatement en amont des aiguilles d'injection

figure 3.8(b) compare la caméra PIV avec un objectif standard et extension avec l'objectif télescopique.

3.3.5 Ensemencement de l'écoulement

Deux types d'ensemencement ont été utilisés pour suspendre les particules nécessaires à la technique PIV dans l'écoulement. La première technique ensemence des particules solides de dioxyde de titane (TiO_2) dans l'écoulement. Il s'agit d'une poussière blanche composée de particules ayant un diamètre nominal de 300 nm . Elles sont suspendues dans l'écoulement à l'aide d'un lit fluidisé. Dès que du gaz est inséré au travers du lit fluidisé, des particules sont entraînées. Cette possibilité de fonctionnement sur une large plage de débits est un avantage pour les mesures devant être effectuées dans le présent travail. Par contre, à faible débit la quantité de particules entraînées par l'écoulement est faible et varie fortement avec la vitesse dans le lit fluidisé. De plus, l'accumulation de particules solides dans le plénum d'injection a tendance à boucher certaines composantes tels les tuyaux d'alimentation, les grilles de la chambre de stabilisation ainsi que les aiguilles d'injection. Par ailleurs, l'humidité de l'air ambiant fait aussi en sorte que les particules peuvent s'agglomérer dans le lit fluidisé. De tels agrégats sont indésirables pour la technique PIV, car ils réfléchissent trop de lumière et peuvent saturer les images acquises. Des exemples d'images PIV obtenues dans les écoulements ensemencés avec du TiO_2 sont disponibles à l'annexe B de la page 68.

Une autre technique d'ensemencement plus flexible et basée sur un substrat liquide, le di-ethyl-hexyl-sebacat (DEHS, $\text{C}_{26}\text{H}_{50}\text{O}_4$), a été utilisée pour la grande majorité des résultats inclus dans ce mémoire. Le DEHS est une huile qui peut être facilement atomisée à l'aide d'air comprimé, la taille moyenne de gouttelettes obtenues varient entre 0.2 et $0.3\text{ }\mu\text{m}$. De plus, cette huile ne rance pas contrairement aux huiles végétales, et elle possède l'avantage

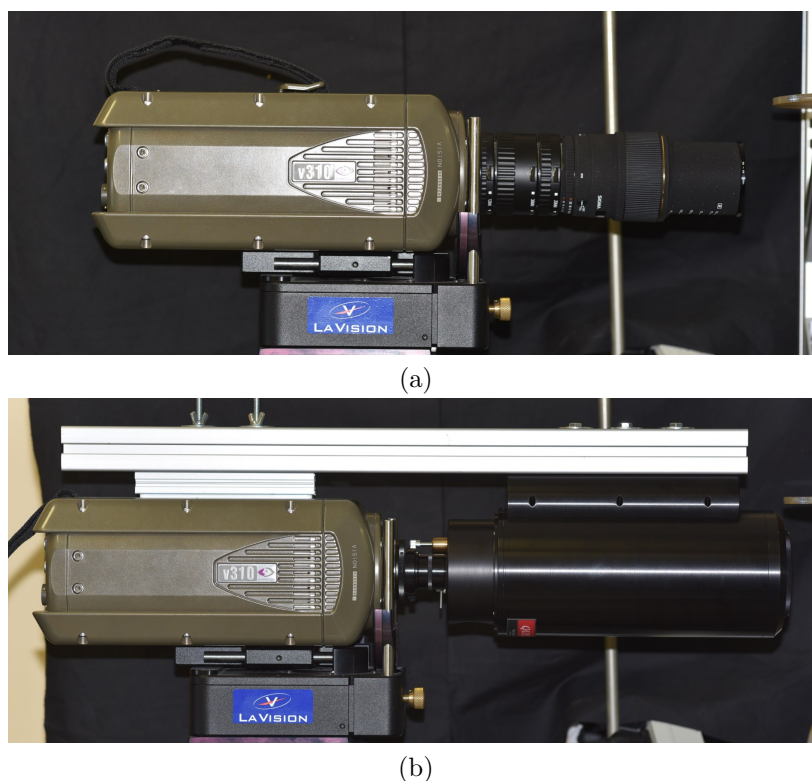


Figure 3.8 Système de caméra avec l'objectif 105 mm macro et un tube d'extension de 36 mm (a) et avec l'objectif télescopique (b)

considérable de s'évaporer complètement sans laisser de résidu. Par contre, cette évaporation est longue, les gouttelettes ont une durée de vie de quelques heures et un film sur une surface prendra plusieurs jours à s'évaporer. L'huile qui s'accumule dans les aiguilles peut par conséquent les boucher après une longue période d'utilisation. Il faut donc purger le système avec de l'air à haute vitesse après chaque utilisation pour éliminer d'éventuels films d'huile dans l'équipement. Pour produire les gouttelettes d'huile, deux atomiseurs choisis pour leur stabilité temporelle sont utilisés, un pour l'écoulement dans les aiguilles et un autre pour le contre-courant. Il s'agit des modèles ATM 221 et ATM 210 de Topas.

Généralement, la stabilité et la qualité d'ensemencement sont très bonnes, puisqu'aucune anomalie durant les séances PIV n'a été observée. De plus, il est toujours possible d'avoir un ensemencement très fiable avec une bonne répétabilité puisque ces systèmes sont connectés en série avec des débitmètres. Toutefois, l'inconvénient de ces atomiseurs est qu'ils opèrent sur une plage de débit limitée et avec une pression faible en aval. Il faut donc un autre débitmètre connecté en parallèle pour ajuster le débit entrant dans le banc d'essai (voir figure 3.1)

3.3.6 Système laser pour l'illumination

L'illumination pour les mesures PIV est assurée par un laser Litron modèle LDY304. Il s'agit d'un système capable d'émettre une énergie de 30 mJ par pulse à une fréquence de 1 kHz. Il est nécessaire de mentionner que ce laser est très puissant et peut faire fondre des composantes. Cela a un impact direct sur les manipulations et mesures effectuées. Les spécifications techniques du système sont affichées au tableau 3.1.

3.4 Contrôle des écoulements de gaz

3.4.1 Régulation des débits

Des débitmètres de modèle Teledyne Hastings HFC-202 et 203 ont été utilisés pour alimenter le banc d'essai. Ces équipements ont la fonction de mesurer et de contrôler le débit de gaz qui est injecté dans chacun des deux écoulements. Ces débitmètres sont intrinsèquement linéaires et fonctionnent de la manière suivante. Une fraction du débit traversant le débitmètre est détournée vers une conduite capillaire chauffée avec une puissance constante. Des thermocouples sont placés aux extrémités du capillaire et la différence de température mesurée est proportionnelle au débit traversant le capillaire, calculé par une équation de bilan de masse-énergie. Comme l'écoulement dans le capillaire est laminaire et qu'un élément poreux dans l'écoulement principal assure que celui-ci est aussi laminaire, les débits dans les deux écoulements seront toujours linéairement proportionnels. Une procédure de calibration est utilisée pour corréler ces deux débits. Pour contrôler le débit, une valve à solénoïde est utilisée. La calibration de chaque débitmètre est régulièrement vérifiée à l'aide d'un dispositif d'étalonnage volumétrique (BIOS Definer 220). Finalement, un programme écrit en Labview est utilisé pour fournir les signaux de contrôle aux débitmètres et pour lire les débits effectifs mesurés.

3.4.2 Mesure de température et de pression

Pour s'assurer que des différences de température n'induisent pas de perturbation dans l'écoulement, le montage a été instrumenté à l'aide de thermocouples. Cette précaution est nécessaire, car les vitesses de l'écoulement à contre-courant sont très faibles (de l'ordre de 20 mm/s). Par conséquent, même de faibles variations de température aux parois de la section de mesure peuvent induire des perturbations dans l'écoulement. Ceci a été observé quand le laser utilisé pour la PIV était introduit dans le canal au travers d'une fenêtre en plexiglas (voir chapitre 4). Cette matière absorbe une partie du faisceau incident et l'échauffement

résultant est suffisant pour provoquer une accélération de l'écoulement vers le haut près de la paroi chaude.

Des mesures de température ont été réalisées à la fois dans l'écoulement et aux parois de la section de mesure pour vérifier la nature isothermique de l'écoulement. Pour ne pas trop perturber l'écoulement et pour avoir des temps de réponse rapides, des thermocouples de type T de faible taille ont été fabriqués. Le diamètre des jonctions soudées mesure 0.82 ± 0.02 mm. La figure 3.9 illustre un exemple de thermocouple utilisé pour mesurer la température de l'écoulement.

La pression, la température et l'humidité dans le laboratoire ont été mesurées systématiquement pour s'assurer que ces paramètres n'influencent pas la qualité des mesures obtenues. Les appareils utilisés à cette fin sont le Davis Perception II et le Definer 220 de BIOS.



Figure 3.9 Thermocouple de type T fabriqué pour mesurer la température de l'écoulement. La pièce de un cent est utilisée pour illustrer la taille

3.4.3 Systèmes d'acquisition de données

Deux systèmes d'acquisition de données (National Instruments USB-6008) sont utilisés pour gérer les communications avec les débitmètres. Ces modèles ont une résolution de 12bit pour la lecture et écriture des données analogiques. Pour l'acquisition des signaux des thermocouples utilisés pour mesurer les températures des flux gazeux, des cartes d'acquisition National Instruments sont aussi utilisées (NI 9172 et NI 9211).

3.5 Procédure expérimentale

Dans le but de mieux comprendre les jets à contre-courant, une méthodologie a été appliquée. Cette méthodologie permet de caractériser le type de régime, les longueurs et les fréquences caractéristiques du jet, s'il y a lieu. Les étapes de cette procédure sont résumées sur le diagramme de la figure 3.10.

L'idée générale revient à fixer une valeur de U et de faire varier U_{jet} . L'analyse est donc effectuée pour chacun des ratios $\alpha = U_{\text{jet}}/U$ jusqu'à la capacité maximale des débitmètres. Quand aucune instabilité n'apparaît, on recommence la procédure en fixant une nouvelle valeur de U .

Lorsque des instabilités apparaissent, les fréquences caractéristiques sont évaluées. On cherche à savoir si la vitesse U affecte les fréquences. La vitesse U est donc incrémentée au fur et à mesure. La méthode prend fin à chaque fois que les débitmètres n'ont plus la capacité de maintenir les débits d'air.

C'est cette méthodologie qui a été utilisée pour l'étude du jet isolé et celle du faisceau de jets à contre-courant.

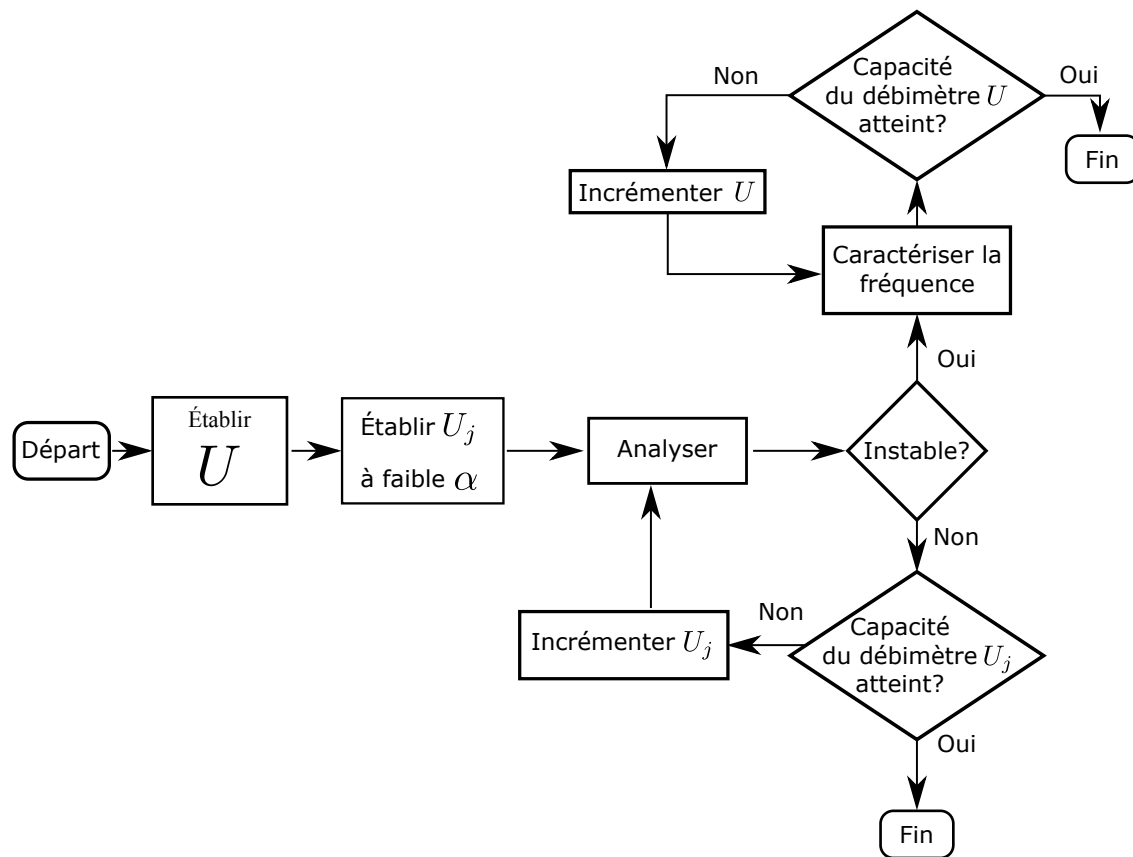


Figure 3.10 Plan de test sous forme de diagramme de type "Flow chart"

CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION DES MOYENS EXPÉRIMENTAUX

Dans le but de pouvoir bien jauger la valeur des résultats expérimentaux obtenus, les moyens expérimentaux utilisés pour l'acquisition des données ont été caractérisés avec soin. Les travaux de caractérisation comportant le plus de défis techniques sont présentés dans ce chapitre : le contrôle de l'épaisseur de la nappe laser et l'homogénéisation de l'écoulement à contre-courant à faible vitesse arrivant pas le bas de la section de mesure.

4.1 Épaisseur de la nappe laser

Comme la taille des aiguilles d'injection utilisées dans la matrice pour former les jets est petite, il est nécessaire que la nappe laser soit mince pour éviter que les champs de vitesse capturés par PIV soient moyennés selon la profondeur du plan de mesure. Le système PIV utilisé est conçu pour visualiser des écoulements de plus grande taille, ce qui est fait ici. La nappe laser utilisée à cette fin est celle produite par les éléments optiques de série livrés avec le laser et a une épaisseur approximative de 0.7 mm. Comme les aiguilles ont un diamètre intérieur de 0.8 mm, cette nappe est beaucoup trop épaisse. Pour bien visualiser l'écoulement dans les jets à contre-courant à la pointe des aiguilles, une épaisseur de nappe de 0.3 mm a été considérée comme nécessaire en première approximation, ce qui a nécessité une modification du montage optique de base du système PIV.

Il existe plusieurs moyens pour réduire l'épaisseur de la nappe laser, par exemple utiliser une lentille cylindrique convergente (dans l'axe perpendiculaire à la lentille utilisée pour former la nappe) ou bloquer une partie du faisceau incident à l'aide d'obstacles opaques, i.e. utiliser une fente pour laisser passer seulement une partie de la nappe laser.

4.1.1 Méthode de mesure de l'irradiance

Dans le contexte des mesures PIV effectuées ici, l'irradiance est la puissance optique par unité de surface dans la nappe laser. Pour quantifier l'épaisseur de la nappe laser, il est donc nécessaire de mesurer le profil d'irradiance au travers de l'épaisseur de celle-ci. Pour les mesures PIV présentées ici, le laser utilisé est de type pulsé. Ce n'est donc pas réellement l'irradiance qui est importante, mais plutôt l'énergie par unité de surface pour une impulsion. Le laser étant actionné en continu, une puissance moyenne équivalente à l'énergie contenue dans un train d'impulsion peut être utilisée pour calculer une irradiance moyenne. Cette valeur est tout à fait adaptée à la mesure de l'épaisseur de la nappe, mais ne représente pas

l'irradiance instantanée durant une impulsion, qui serait significativement plus élevée.

Comme il est difficile d'obtenir un capteur suffisamment petit pour mesurer l'irradiance directement dans la nappe laser avec une résolution spatiale acceptable, une manière indirecte doit être utilisée. Le profil d'irradiance peut être obtenu à partir d'un capteur pyroélectrique (Newport, modèle 910e) de grande taille déplacé lentement et avec précision au travers de l'épaisseur de la nappe laser, tel qu'illustré schématiquement à la figure 4.1. Pour obtenir une haute résolution spatiale, une moitié du capteur est obstruée par un objet opaque ayant des arrêtes bien définies. Le passage de cette arrête délimitera clairement quelle partie du faisceau sera mesurée, alors que le reste sera absorbé ou réfléchi loin du capteur. Cette technique a été décrite en détail dans la littérature par Khosrofian et Garetz (1983) et de Araújo *et al.* (2009). Le capteur fournit ainsi une puissance optique, qui représente l'intégrale de l'irradiance du faisceau laser sur la hauteur H du capteur et sur l'épaisseur de la nappe capturée par la surface exposée du capteur :

$$P(x, z) = \int_0^H \int_0^x I(x) dx dz.$$

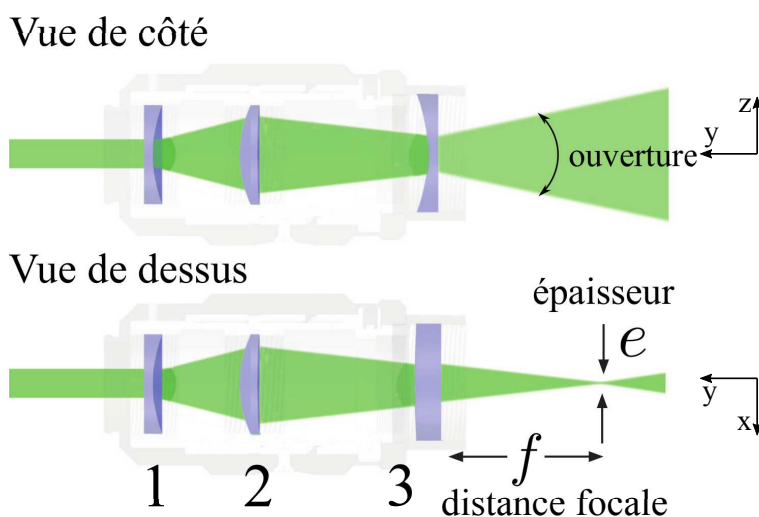
Ici la variable spatiale z est selon la hauteur de la nappe laser et x est selon son épaisseur. En déplaçant l'arrête nette obstruant partiellement le capteur, on passe donc progressivement d'une situation où le faisceau est complètement bloqué vers une situation pour laquelle la puissance optique est complètement mesurée par le capteur. À partir du profil transversal de puissance ainsi obtenu, le profil d'irradiance peut être obtenu en dérivant selon x :

$$I(x) = \frac{d}{dx} \left(\frac{P(x)}{H} \right)$$

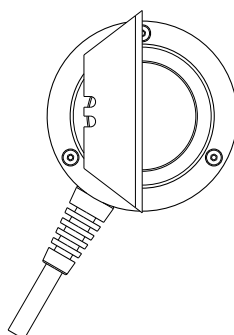
Pour balayer de façon précise, l'extrémité du bras laser par laquelle la nappe laser est formée est montée sur une traverse micrométrique telle qu'illustré à la figure 4.2. Sur cette même traverse d'autres composantes optiques seront ajoutées pour modifier la nappe laser de base dans le but d'obtenir le profil d'irradiance désiré. Le capteur, quant à lui, est positionné de manière fixe. L'approche utilisée pour optimiser le profil d'irradiance de la nappe laser consiste à comparer le profil de la nappe laser de base avec les profils obtenus en ajoutant dans le chemin optique soit une lentille plano-cylindrique, soit une fente de taille variable, ou soit ces deux éléments à la fois.

Le système optique qui forme la nappe laser de base est présenté sur la figure 4.1(a). Il comporte 2 lentilles sphériques (1-2) et une lentille cylindrique divergente (3). L'épaisseur de la nappe laser et la distance focale du système sont ajustables à l'aide d'une vis qui permet

de déplacer la lentille 2. Toutefois, comme il n'y a pas de graduation sur la vis, il est difficile d'ajuster la distance focale de la feuille laser et son épaisseur de manière répétitive et précise.



(a) Système de lentilles utilisé pour former la nappe laser de base (image reproduite avec permission de LaVision)



(b) Un capteur de type pyroélectrique 919E de Newport, avec une lame utilitaire

Figure 4.1 (a) Montage optique de base, (1) et (2) sont des lentilles sphériques, et (3) est une lentille divergente cylindrique. (b) Capteur de Newport pour mesurer la puissance du laser

Pour chaque position de la nappe laser par rapport au capteur, 300 mesures sont enregistrées à une fréquence de 200 Hz. La moyenne est ensuite calculée ainsi que l'écart type, ce dernier se trouve entre 0.002 W et 0.006 W dans la majorité des cas. Pour la mesure de la position, un palpeur linéaire est utilisé pour enregistrer le déplacement du système utilisé pour façonner la nappe laser. L'incertitude sur cette mesure de position est inférieure à 20 microns.

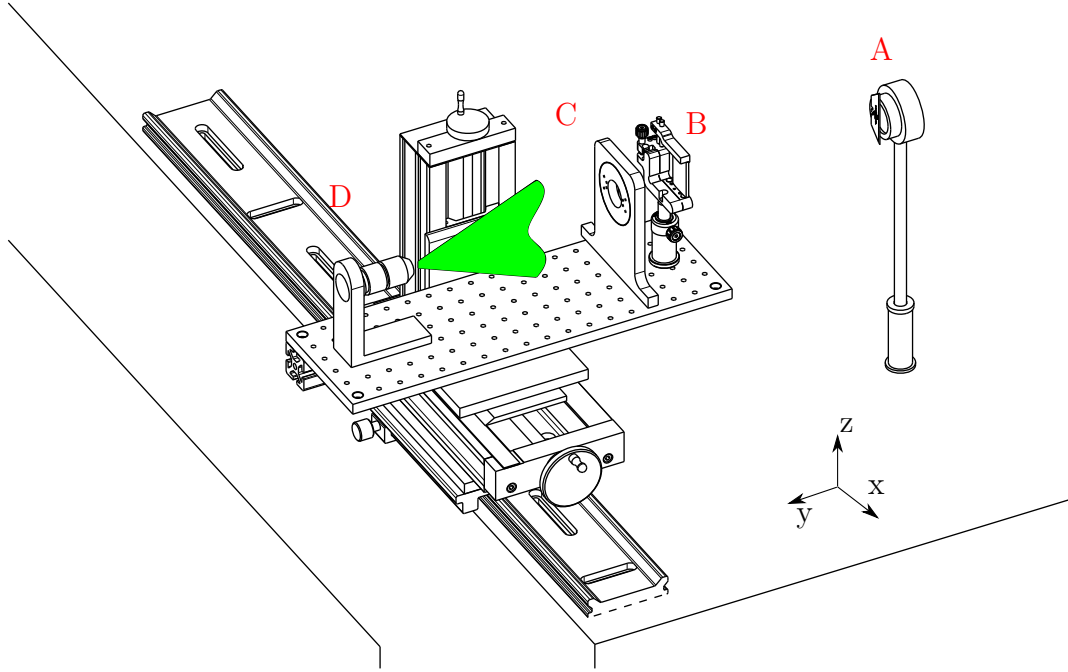


Figure 4.2 Représentation schématique du montage expérimental pour la mesure de l'épaisseur de la nappe laser. (A) Capteur pyroélectrique pour la mesure de la puissance laser. (B) Lentille plano-convexe cylindrique ayant une focale de 200mm. (C) Fentes de dimension variable. (D) Source de la nappe laser de base (bras laser omis pour la clarté)

4.1.2 Résultats et discussion

Tel que mentionné précédemment, plusieurs combinaisons de lentilles et de largeurs de fente ont été utilisées pour obtenir une nappe laser d'épaisseur fine permettant la réalisation des mesures désirées. Les résultats les plus saillants sont présentés à la figure 4.3, permettant d'illustrer les profils d'irradiance obtenus pour la nappe laser de base (a,b), lorsqu'une fente fine est utilisée (c,d) et lorsque qu'une lentille cylindrique convergente est utilisée (e,f). Pour chacune de ces situations, la première colonne des figure représente la mesure de la puissance laser quand la nappe balaye de part et d'autre du capteur partiellement obstrué. La deuxième colonne des figures illustre le profil d'irradiance calculé à partir des données brutes de la première figure. Pour toutes ces figures, les symboles représentent les données expérimentales et les lignes sont des interpolants utilisés pour permettre une bonne estimation de la largeur de la nappe en dépit du bruit présent dans les données expérimentales brutes.

Les fonctions d'interpolation sont déterminées dans l'environnement Matlab à l'aide de l'algorithme "fit" et sont de type "fonction d'erreur" ou "fonction logistique". Les équations décrivant ces modèles sont présentées aux eq. (4.1) et (4.2). L'algorithme "fit" prend les points expérimentaux et les fonctions modèles puis essaie d'identifier les coefficients " c_i " pour chacun

des modèles, en s'assurant que le coefficient de corrélation est supérieur à 95%. Une fois les expressions analytiques pour les fonctions interpolantes trouvées, celles-ci sont superposées aux données expérimentales sur la figure 4.3. Pour information, la fonction erreur est utilisée pour le cas laser-lentille (e,f) et laser seul (c,d), alors que la fonction logistique est utilisée pour le cas laser-fente-lentille (a,b).

$$y = c_1 \operatorname{erf}(c_2 x + c_3) + c_4 \quad (4.1)$$

$$y = \frac{c_1}{1 + e^{-c_2(x-c_3)}} \quad (4.2)$$

Le profil d'irradiance est obtenu en dérivant les profils de puissance par rapport à la coordonnée spatiale allant selon l'épaisseur de la nappe. C'est à partir de ce profil que l'épaisseur de la nappe sera déterminée par le critère "Full width at half maximum" aussi connu sous l'acronyme "FWHM" (Paschotta, 2017). Cette approche consiste à définir la largeur d'un pic dans un signal quelconque comme étant sa largeur à la moitié de sa hauteur maximum. Ce choix somme toute arbitraire de la mi-hauteur est très répandu dans le domaine de l'optique et permet de s'affranchir de la difficulté d'évaluer l'impact du début et de la fin du signal qui élargissent significativement la largeur absolue du pic même s'ils ne contiennent que peu d'énergie.

Les résultats présentés sont les meilleurs parmi les séries de mesures. Lorsque l'on mesure l'épaisseur de la nappe telle que formée à l'extrémité du système de bras fourni par le manufacturier du laser, on obtient au mieux une valeur de 0.435 mm, tel qu'illustré à la figure 4.3 (a,b). En plus d'être trop épaisse pour les besoins du travail présenté ici, cette nappe est difficile à reproduire, car les ajustements pour l'optimiser doivent être effectués directement sur les composantes optiques du laser lui-même. Pour les autres approches, il est possible de contrôler la forme de la nappe en ajustant la lentille, la fente ou ces deux éléments.

Lorsqu'une fente fine est insérée dans le chemin optique pour tenter d'amincir la nappe, un mauvais résultat est obtenu, car la diffraction élargit le faisceau dès que la fente devient suffisamment étroite pour approcher les épaisseurs de nappe recherchées. Cette situation est illustrée pour une fente de 0.15 mm à la figure 4.3 (c,d). Dans ce cas, la nappe a une épaisseur mesurée à 20 cm de la fente qui est pratiquement équivalente à l'épaisseur initiale, et ce même si une lentille de focalisation additionnelle est insérée immédiatement après la fente pour tenter de compenser l'effet de la diffraction. De plus, dans ce cas une forte proportion de l'énergie laser a été bloquée par la fente et la puissance totale du laser devrait être augmentée pour obtenir une illumination équivalente dans le volume de mesure. Ce dernier point peut

être constaté à partir des échelles de puissance utilisées à la figure 4.3.

L'ensemble des résultats obtenus a permis d'identifier le cas produisant la plus fine épaisseur de nappe. Il s'agit de l'utilisation d'une lentille plano-cylindrique placée immédiatement à la sortie du bras laser par lequel la nappe laser de base est formée. Ce cas correspond aux figures 4.3 (e,f) pour lequel une épaisseur de nappe de 0.157 mm est obtenue. Pour obtenir ce résultat, une lentille ayant une longueur focale de 200 mm est utilisée, permettant de placer le point le plus étroit de la nappe dans le volume de mesure à l'intérieur du montage près de l'extrémité des aiguilles d'injection. L'axe de la lentille de focalisation cylindrique est ici évidemment perpendiculaire à l'axe de la lentille utilisée pour former la nappe de base à l'extrémité du bras laser.

La solution consistant à focaliser la nappe de base avec une lentille plano-cylindrique est donc retenue, car plus pratique à mettre en oeuvre et à ajuster. De plus, il s'agit de la technique permettant d'obtenir la nappe la plus fine, avec une épaisseur d'environ 0.15 mm, ce qui est nettement inférieur à l'épaisseur des jets mesurés.

4.2 Homogénéité de l'écoulement à contre-courant

L'écoulement à contre-courant qui arrive depuis le bas de la section de mesure circule à très faible vitesse, de l'ordre de quelques dizaines de mm/s. Il est donc important de s'assurer que le profil de vitesse au point d'injection dans la section de mesure soit aussi uniforme que possible. De plus, cette faible vitesse rend l'écoulement sensible aux différences de température entre les parois et l'écoulement, qui peuvent provoquer des courants convectifs. Cette section présente les travaux effectués pour caractériser le profil de vitesse de l'écoulement à contre-courant et les mesures implémentées pour assurer qu'il soit aussi homogène que possible.

Les inhomogénéités thermiques aux parois de la section d'essai peuvent prendre leur origine au travers de deux phénomènes distincts. Premièrement, le laser utilisé pour l'illumination dans la technique PIV peut déposer une puissance non négligeable dans les fenêtres de la section de mesure. Deuxièmement, le système d'alimentation du laser est refroidi par un échangeur de chaleur qui rejette la chaleur dans la pièce où le montage est situé. Par conséquent, la température dans la pièce augmente progressivement et donc les parois de la section de mesure aussi. Dans les deux cas, les parois de la section de mesure peuvent s'échauffer et avoir une température légèrement supérieure celle de l'écoulement. Compte tenu de la vitesse très faible de l'écoulement, les effets convectifs causés par la différence de densité de l'écoulement près des parois, plus chaud donc moins dense, peuvent être suffisants pour perturber l'écoulement.

Dans tous les cas, ces phénomènes résultent en une accélération de l'écoulement près des

parois par rapport à l'écoulement au centre du canal, tel qu'illustré conceptuellement à la figure 4.4 en supposant un écoulement initialement uniforme à la sortie de la chambre de stabilisation (située en bas de l'image). Il est possible d'observer directement ce phénomène dans les profils de vitesse, par exemple à la figure 4.6 (a) de la page 40.

La susceptibilité de l'écoulement d'être perturbé par de telles différences de températures peut être étudiée à l'aide du nombre de Grashof, qui représente le ratio entre les forces dues aux différences de densité et les forces visqueuses.

$$Gr_L = \frac{g\beta(T_2 - T_1)L^3}{\nu^3}. \quad (4.3)$$

Dans cette équation, g est l'accélération gravitationnelle, β le coefficient d'expansion thermique ($1/T_1$ pour les gaz parfaits), T_2 la température de la surface, T_1 la température de l'écoulement moyen dominant, L la longueur des plaques verticales, et ν la viscosité cinématique du fluide. Un nombre de Grashof représentatif des conditions présentes près des parois peut être calculé avec les valeurs approximatives suivantes : parois hautes de $L = 10$ cm, écart de température de 1°C (25.5°C sur les parois et 24.5°C dans l'écoulement) et viscosité de $\nu = 1.846 \times 10^{-5}$ kg/ms. Dans ces conditions, le nombre de Grashof est supérieur à 10^5 , ce qui indique une domination claire des forces induites par la différence de densité. Il en résulte que l'écoulement est très sensible aux différences de température près des parois et que pour maintenir un profil transversal aussi homogène que possible beaucoup d'efforts devront être faits pour minimiser de tels gradients de température.

Dans le contexte des mesures présentées ici, les deux mécanismes de perturbation interviennent simultanément (chauffage des fenêtres par le laser et par l'augmentation progressive de la température dans la pièce). Les moyens mis en oeuvre pour comprendre et contrôler ces deux phénomènes sont présentés dans les sections suivantes.

4.2.1 Effet de la température ambiante

Le système utilisé pour produire la nappe laser nécessaire à la technique PIV consomme une puissance électrique maximale de 7200 W et peut émettre une puissance lumineuse de 60W à 1 kHz. Toute cette énergie se retrouve ultimement sous forme de chaleur dans la pièce, essentiellement au travers de l'échangeur de chaleur du système d'alimentation. Le laser agit donc comme un système de chauffage, augmentant progressivement la température de la pièce dès sa mise en route. Évidemment, cette augmentation de température n'est pas infinie et ultimement un régime permanent s'installe. Par contre la constante de temps de cette augmentation de la température ambiante est de l'ordre de plusieurs heures si bien que des

moyens ont dû être mis en œuvre pour en mitiger les effets.

Premièrement, les composantes du montage dans lesquelles le gaz circule ont été exposées autant que possible à l'air ambiant pour que ce dernier chauffe le banc d'essai. Seule une fente sur les fenêtres est laissée libre pour faire passer le laser et permettre à la caméra de capturer le signal. Ensuite, la section d'essai a été instrumentée à l'aide de thermocouples pour permettre un suivi en temps réel de la température de l'écoulement et des parois. Un thermocouple est placé au centre du canal où circule l'écoulement à contre-courant immédiatement en amont de la section de mesure, et un second mesure la température ambiante à 20 cm du montage. Finalement, le laser est toujours opéré à la puissance la plus faible possible pour limiter l'augmentation de température ambiante dans la pièce.

Pour permettre l'étude de l'effet de la température de la pièce sans considérer les éventuels effets d'échauffement causés par l'énergie laser elle-même, les mesures PIV présentées ici sont acquises à partir de paires d'impulsions discrètes et non au travers de trains d'impulsion continus. De cette manière, l'énergie optique traversant l'écoulement et la section de mesure est négligeable. Le traitement des images est basé sur une fenêtre d'interrogation de 24x24 pixels avec un chevauchement de 50%.

Un exemple de l'évolution de la température dans le local et dans la section de mesure est présenté à la figure 4.5(a). Ces données ont été obtenues pour une vitesse d'écoulement à contre-courant de 30 mm/s. L'écart de température entre les deux thermocouples est présenté à la figure 4.5(b). Dans la première heure suivant la mise en service du laser, l'écart de température atteint rapidement approximativement 1.8°C ce qui est suffisant pour induire des inhomogénéités significatives dans l'écoulement près des parois. Cet écart est évidemment dû à l'inertie thermique du banc d'essai, expliquant pourquoi la température interne prend plus de temps à se stabiliser. Au bout d'environ 150 minutes, un régime permanent est atteint et l'écart de température entre l'écoulement et l'air ambiant tend vers zéro. Dans les données présentées dans ces figures, le local a été aéré après 150 minutes pour en faire baisser la température et un écart de température inverse a pu être observé.

Les conséquences de ces écarts de température sur les profils de vitesse peuvent être constatées à partir des mesures PIV réalisées dans les mêmes conditions que les mesures de température présentées à la figure 4.5. Ces profils de vitesse sont présentés à la figure 4.6. L'écart de température de 1.8°C observé après environ une demi-heure de mesure résulte en un profil de vitesse fortement perturbé qui est inutilisable pour effectuer les mesures requises dans le présent travail de recherche, tel qu'illustré à la figure 4.6(a). Les autres profils de vitesse présentés dans cette même figure montrent une amélioration progressive de la qualité du profil de vitesse au fur et à mesure que l'écart de température entre l'écoulement et l'air ambiant

diminue. Règle générale, quand la valeur absolue de l'écart de température est inférieure à environ 0.5°C , le profil de vitesse est plat au centre du canal, ce qui est l'objectif recherché pour pouvoir étudier l'interaction d'un faisceau de jets avec un écoulement à contre-courant uniforme. Ces conditions sont remplies systématiquement quand le système laser est laissé en fonction pour environ trois heures. Ce temps de chauffe a donc été implémenté dans la procédure de mesure pour assurer qu'un régime permanent est présent dans l'écoulement et que l'équilibre thermique est atteint avec les parois du canal.

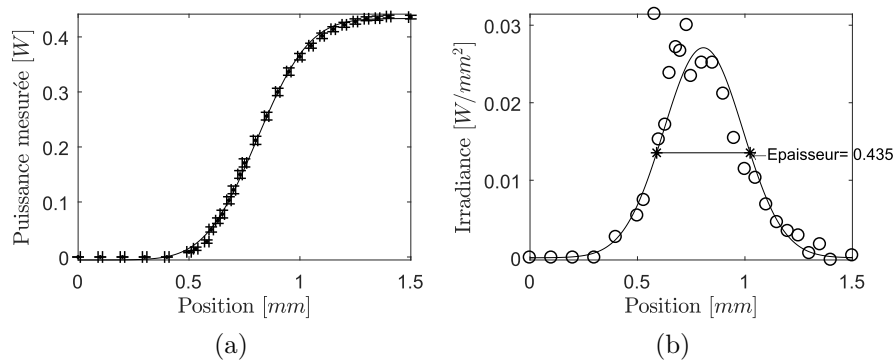
4.2.2 Chauffage des fenêtres par l'absorption du laser

La nappe laser apporte quelques watts d'énergie optique à la section d'essai. Dans des conditions optimales, une quantité négligeable de cette énergie est absorbée par l'écoulement ou par l'équipement utilisé pour le contenir. Par contre, l'utilisation de certains matériaux ou la présence de contaminants pour les fenêtres par lesquelles le faisceau est introduit dans l'écoulement peut résulter en l'absorption d'une quantité non négligeable d'énergie. Pour étudier ce phénomène, le laser est tout d'abord allumé suffisamment longtemps pour obtenir un régime permanent tel que décrit à la section précédente. Comme à la section précédente, les mesures PIV présentées ici sont obtenues pour une vitesse de l'écoulement contre-courant de 30 mm/s et le traitement des images est basé sur une fenêtre d'interrogation de 24×24 pixels avec un chevauchement de 50%. Pour chaque instant d'enregistrement, 20 échantillons ont été sauvegardés à une fréquence de 200 Hz . Contrairement à la section précédente, la nappe laser est maintenue entre les mesures pour observer l'effet sur l'écoulement de l'énergie qu'elle dépose dans la section d'essai.

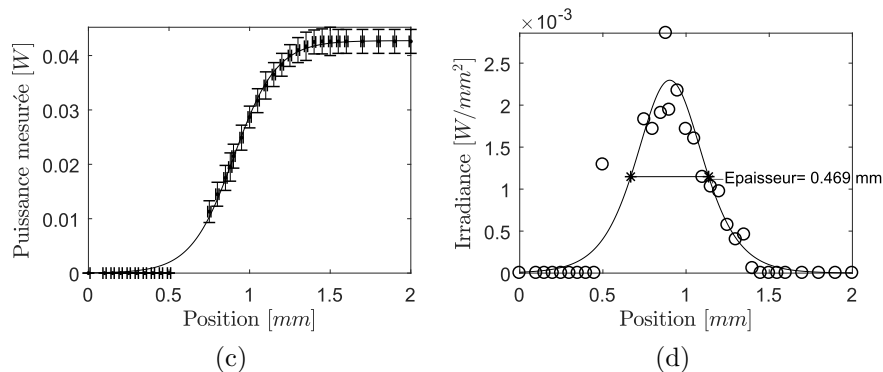
Un exemple d'image PIV brute et de champ de vitesse calculé à partir de celle-ci est présenté à la figure 4.7. Une première analyse permet d'affirmer que l'écoulement est unidirectionnel, mais pas parfaitement uniforme. À la figure 4.8, un profil de vitesse transversal est tracé pour une hauteur constante dans le même champ de vitesse. Notez que la variation de profil de vitesse avec la hauteur est faible si bien que la hauteur à laquelle le profil est extrait a peu d'importance. Par rapport au centre de l'écoulement qui est relativement uniforme, un pic de vitesse important est observé du côté droit du canal, de même qu'un autre de moindre importance du côté gauche. Cette différence est attribuable à l'utilisation de matériaux différents pour les fenêtres du canal utilisés pour ces mesures : du verre de type borosilicate à gauche et du plexiglas à droite. Ce dernier est beaucoup moins transparent à la lumière laser utilisée si bien qu'une quantité non négligeable d'énergie optique est absorbée dans la fenêtre de droite.

La figure 4.9 présente l'évolution temporelle de l'intensité de ces pics de vitesse causés par

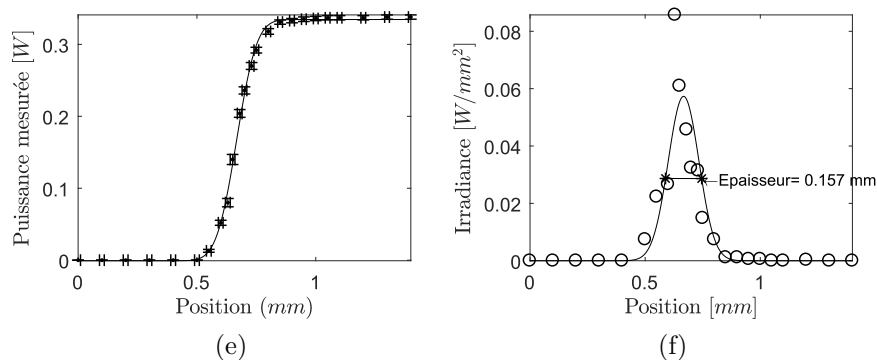
l'énergie déposée par le laser dans les fenêtres. On y observe que la constante de temps de ce phénomène est beaucoup plus courte que pour l'effet de la température ambiante du local. Même dans le cas pour lequel le maximum d'énergie est déposée dans les fenêtres, un régime permanent est atteint en une dizaine de minutes environ. Par contre, dans ce cas extrême où une nappe laser de grande puissance (24 W environ) et de pleine épaisseur est insérée dans l'écoulement au travers d'une fenêtre en plexiglas, le pic de vitesse mesuré près de cette fenêtre a une vitesse presque doublée par rapport à l'écoulement moyen. Cette situation est évidemment inacceptable pour réaliser les travaux prévus ici, qui requièrent un écoulement aussi uniforme que possible. Pour atteindre ces conditions, il est nécessaire de limiter l'énergie laser utilisée ou l'absorption dans les fenêtres. Les autres résultats présentés à la figure 4.9 révèlent que si la largeur (et donc l'énergie) de la nappe laser est réduite par l'utilisation d'une fente fine bloquant les bords du faisceau, la vitesse dans le pic près de la paroi et à peine 10% supérieure à celle de l'écoulement moyen, et le régime permanent est atteint en moins d'une minute. Des résultats similaires sont observés lorsqu'une fenêtre en verre borosilicate est utilisée.



(a) Profil de puissance obtenu pour la nappe laser de base. La distance entre la tête du bras laser et le capteur est de 38 cm. (b) Profil d'irradiance correspondant aux conditions de la figure de gauche.



(c) Profil de puissance obtenu pour la nappe laser de base suivie d'une fente de 0.15 mm suivie d'une lentille de focalisation plano-cylindrique ($f=200$ mm). La distance entre le capteur et la lentille est de 28 cm et la distance du capteur à la tête du bras laser est de 45 cm. (d) Profil d'irradiance correspondant aux conditions de la figure de gauche.



(e) Profil de puissance obtenu pour la nappe laser de base suivie d'une lentille de focalisation plano-cylindrique ($f=200$ mm). La distance entre le capteur et la lentille est de 20 cm et distance entre la tête du bras laser et la lentille est de 51 cm. (f) Profil d'irradiance correspondant aux conditions de la figure de gauche.

Figure 4.3 Profil de puissance (à gauche) et d'irradiance (à droite) dans la nappe laser, mesuré pour différentes approches de formation de la nappe

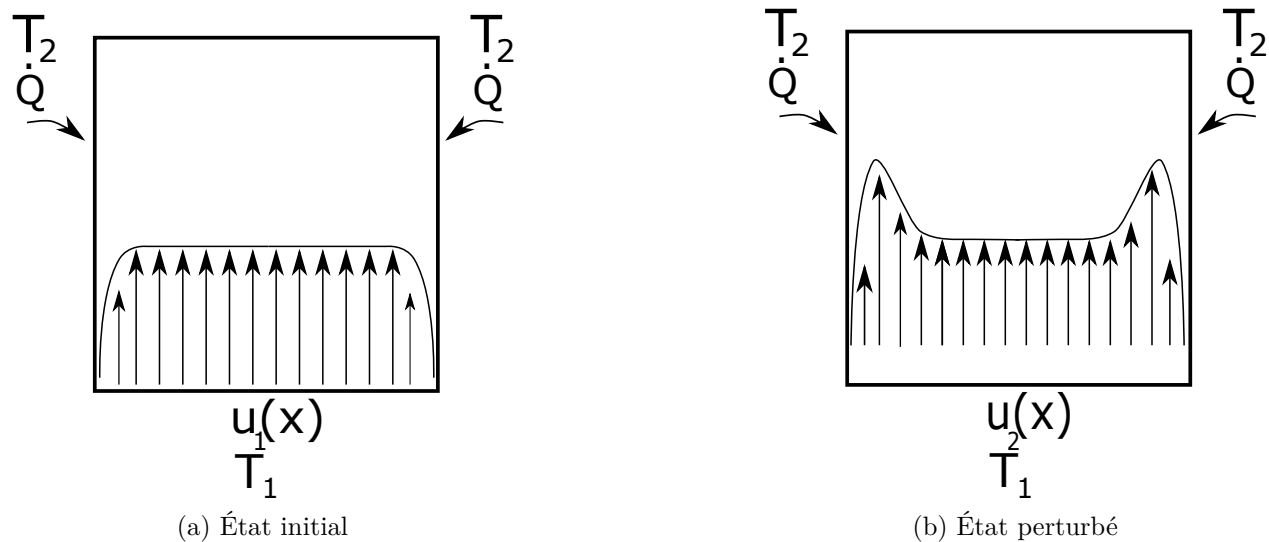
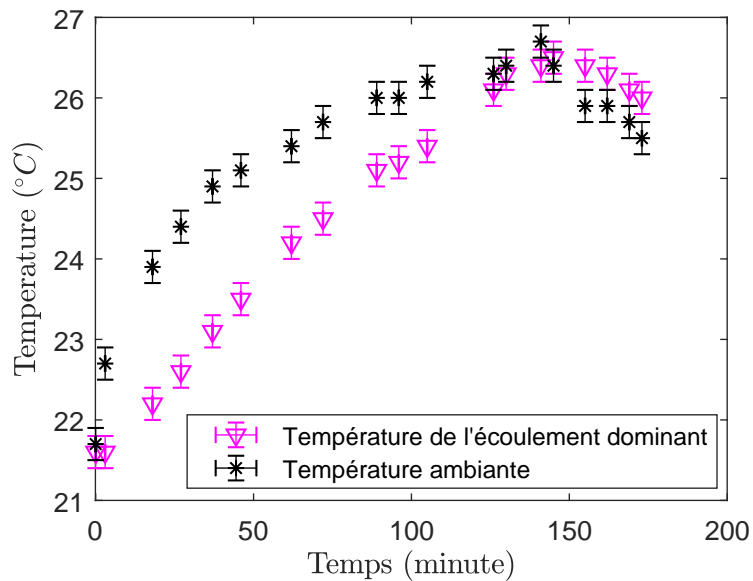
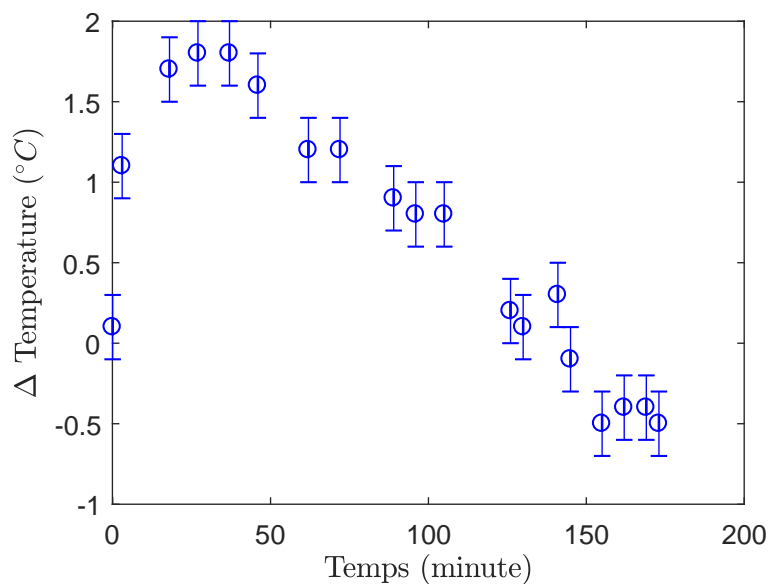


Figure 4.4 Perturbation d'un écoulement initialement uniforme par la présence d'un gradient de température près des parois. Le transfert de chaleur \dot{Q} entre l'environnement et les parois peut être dû à l'énergie déposée par le laser PIV ou à l'échauffement progressif de la pièce



(a) Évolution de la température que mesurent les thermocouples



(b) Écart de température

Figure 4.5 a) Évolution de la température ambiante dans le local et dans l'écoulement, suite à la mise en service du laser PIV au temps $t = 0$ minutes. (b) Différence de ces deux températures

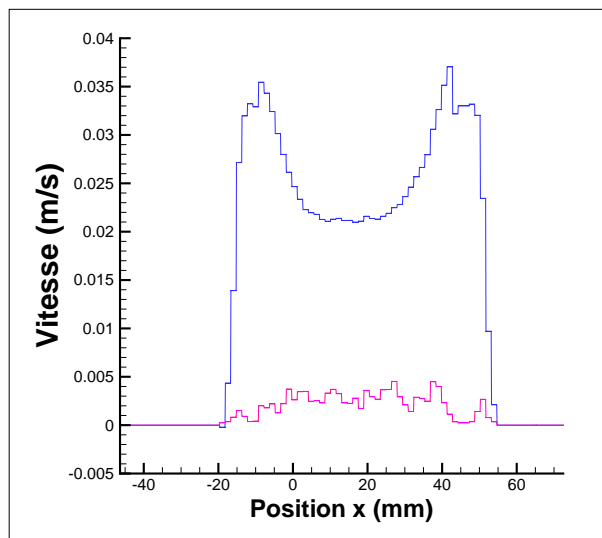
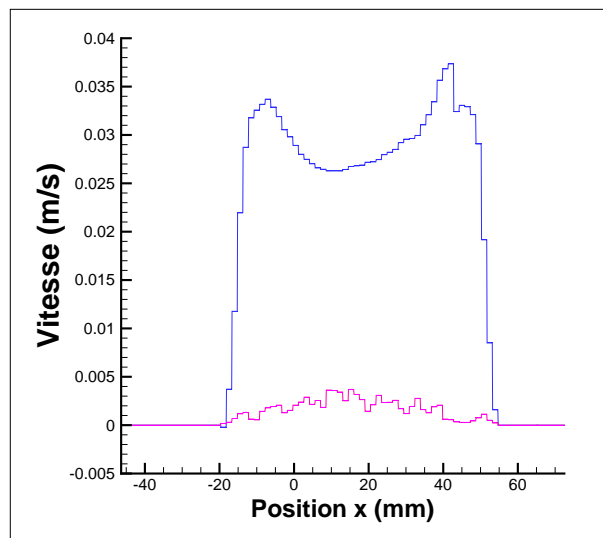
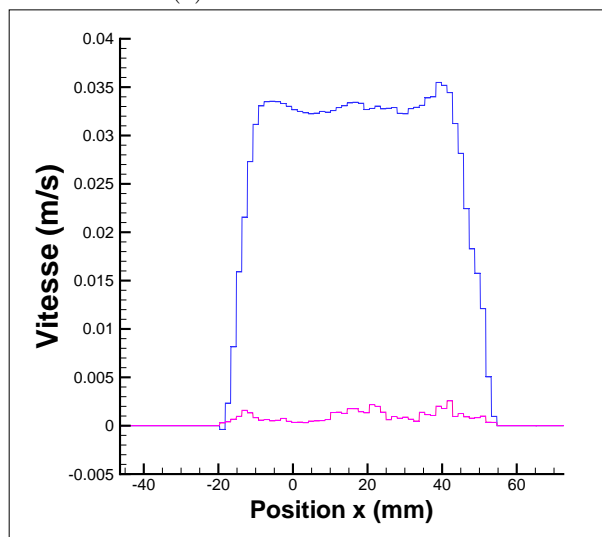
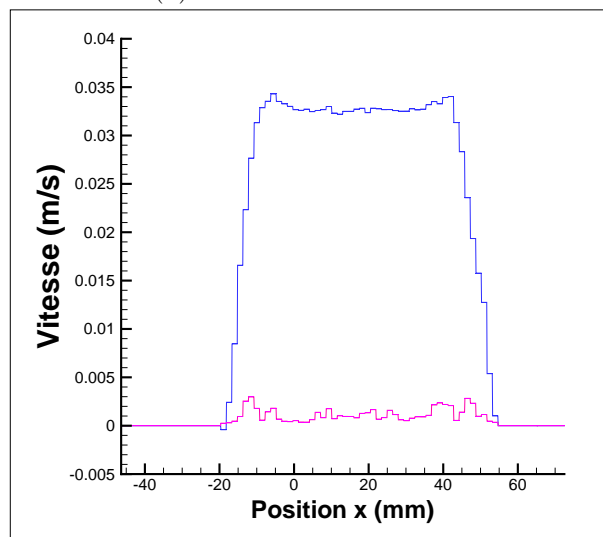
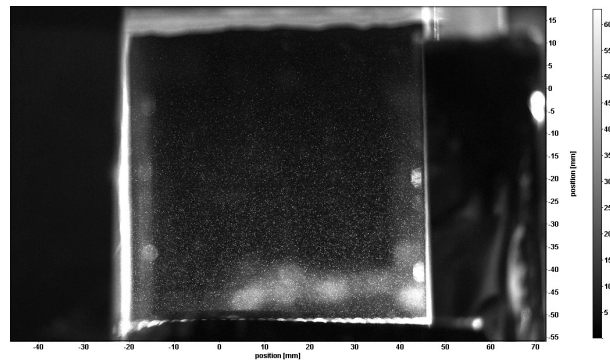
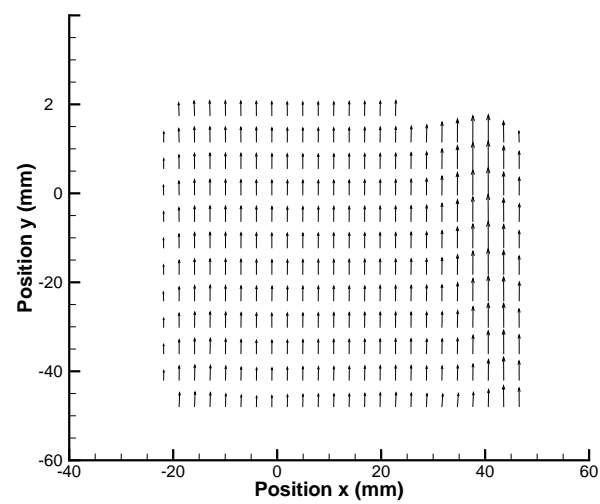
(a) $\Delta T = 1.8^\circ\text{C}$ à 26 min(b) $\Delta T = 1.2^\circ\text{C}$ à 62-72 min(c) $\Delta T = -0.4^\circ\text{C}$ à 162 min(d) $\Delta T = -0.5^\circ\text{C}$ à 169-173 min

Figure 4.6 Profil de vitesse en fonction de l'écart de température entre l'écoulement et l'air ambiant du local. Les lignes bleues représentent les vitesses et les lignes magenta représentent l'écart-type



(a) Exemple d'image brute PIV utilisée pour obtenir le champ de vitesse dans l'écoulement



(b) Exemple de champs de vitesse calcul à partir de l'image précédente

Figure 4.7 Exemple d'image et champ de vitesse calculés en moyennant une séquence de 20 images enregistrées à 200Hz

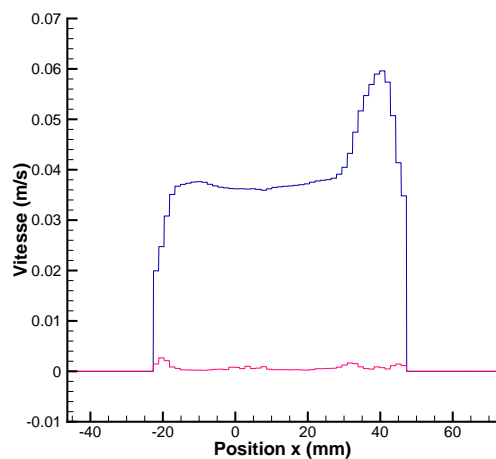


Figure 4.8 Exemple de profil de vitesse horizontal dans le canal. En bleu la vitesse axiale et en rouge l'écart type sur 20 mesures

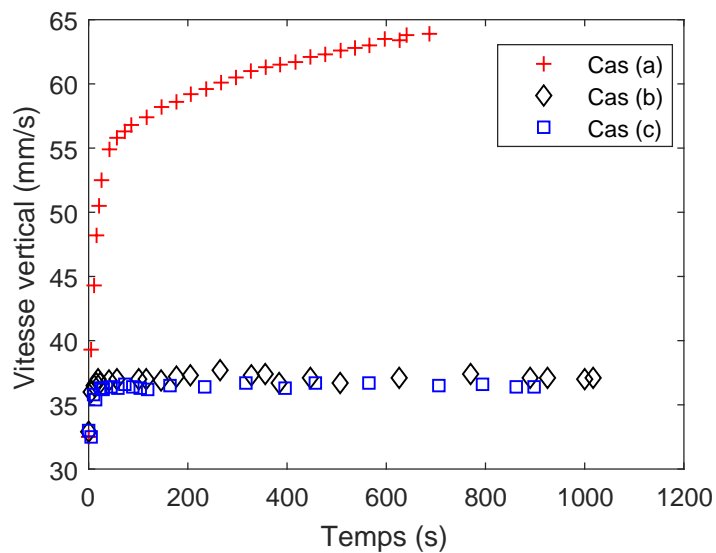


Figure 4.9 Évolution temporelle du pic de vitesse adjacent à une paroi chauffée par le passage de la nappe laser. Dans tous les cas la source laser est placée à 20 cm de la paroi. (a) Faisceau laser pleine puissance et pleine largeur sur fenêtre en plexiglas de 12 mm d'épaisseur, l'épaisseur du laser étant estimée à 0.450 mm. (b) Nappe laser tronquée par une fente de 0.25 mm, sur une paroi de plexiglas de 12 mm. (c) Idem que (b), mais fenêtre de verre borosilicate

CHAPITRE 5 ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UNE AIGUILLE ISOLÉE

À la connaissance de l’auteur, il n’existe que très peu d’études portant sur l’écoulement généré par un faisceau de jets à contre-courant à très faible nombre de Reynolds. En effet, la majorité des chercheurs focalisent leur intérêt soit sur les jets uniques, soit sur des nombres de Reynolds au jet situés entre $Re = 10^3$ et 10^4 (cf tableau 2.1). Avant d’étudier la configuration en faisceau, nous allons donc tout d’abord nous focaliser sur les régimes d’écoulement d’un jet unique.

5.1 Montage

Pour réaliser un jet unique, un long tube d’extension a été ajouté à une aiguille située au centre de la matrice, faisant passer le diamètre interne du jet à 1 mm (voir figure 3.4 de la page 17). En raison des pertes de charge supplémentaires induites par l’aiguille d’extension, le débit y est plus faible que dans les autres aiguilles, faussant la valeur obtenue à partir de la lecture du débitmètre. Une mesure directe de la vitesse du jet a donc été effectuée par PIV en grossissant le champ de vision au voisinage de l’extrémité de l’aiguille.

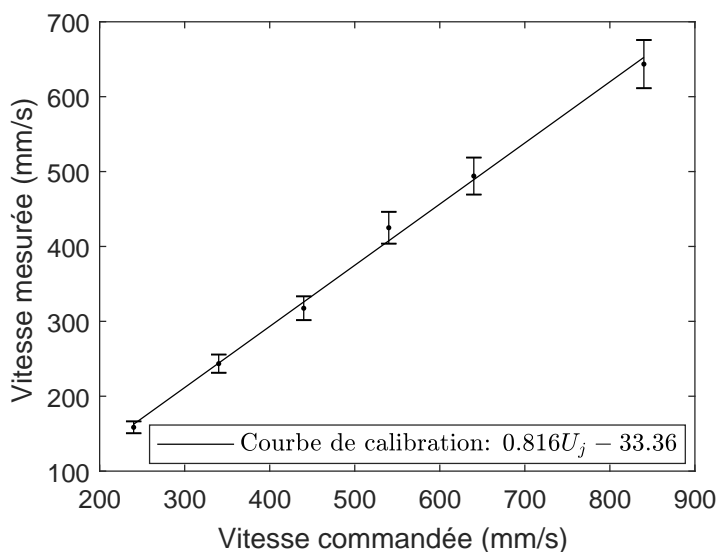


Figure 5.1 Courbe d’étalonnage donnant l’évolution de la vitesse du jet corrigée $U_{\text{jet corrigé}}$ en fonction de la vitesse moyenne sur les jets U_{jet}

La figure 5.1 montre l’évolution de la vitesse moyenne de sortie du jet isolé en fonction de la vitesse moyenne estimée sur l’ensemble des jets. L’évolution étant quasi-linéaire, la courbe

de correction

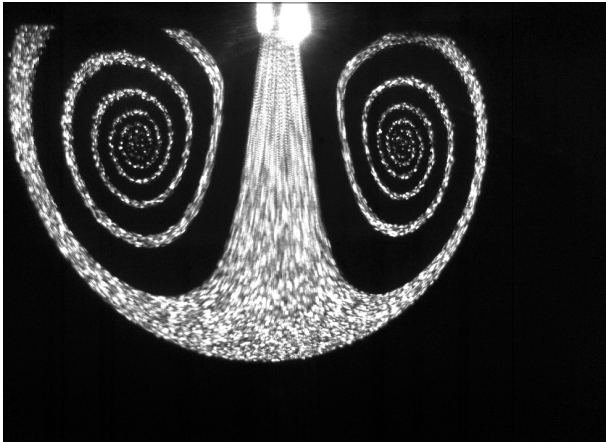
$$U_{\text{jet corrigé}} = 0.816 U_{\text{jet}} - 33.36 \text{ mm/s}$$

a été déduite afin d'obtenir la vitesse de sortie du jet corrigée, et c'est cette vitesse corrigée qui sera utilisée dans le reste de ce chapitre. Sur cette même figure, un écart de 10% a été appliqué comme incertitude, comme détaillé aux annexes G et H.

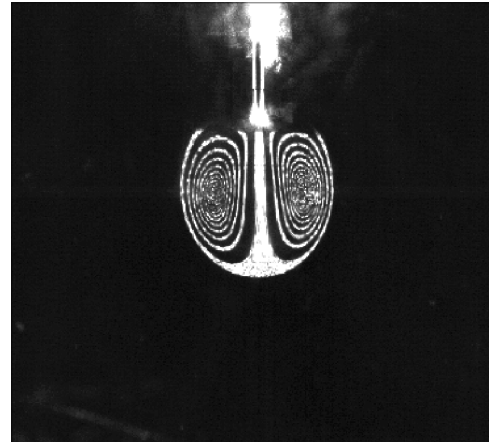
Par ailleurs, le fait d'avoir introduit une aiguille isolée et éloignée par rapport au plan d'injection du faisceau permet de supposer que l'interaction des jets en faisceau par rapport au jet isolé est très faible. En effet, l'aiguille isolée se situe à 18 mm en dessous du plan, ce qui correspond à une longueur adimensionnelle $x_p/d_j = 22.5$, ce qui est bien au delà de la longueur des jets en faisceau.

5.2 Cas stationnaire

Plusieurs configurations ont été étudiées en fonction des paramètres adimensionnels α , R et Re . Deux visualisations de cas stables sont par exemple montrées à la figure 5.2. L'écoulement n'étantensemencé que par le jet, on y voit clairement l'enroulement des particules dans deux régions de recirculation positionnées de part et d'autre de l'aiguille, leurs tailles dépendant des paramètres de l'écoulement. Les deux filaments de recirculation semblent disparaître au centre de la zone de recirculation, ce qui suggère que l'écoulement est tri-dimensionnel. Pour le vérifier, un balayage par caméra a permis de comprendre que les particules sortent dans un autre plan, situé en arrière de l'aiguille comme montré à la figure 5.3.



(a) Configuration $U_{\text{jet}} = 146 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 9.2$, $U = 26 \text{ mm/s}$, $Re = 128$, $\alpha = 5.6$, $R = 1.43$



(b) Configuration $U_{\text{jet}} = 236 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 14.9$, $U = 30 \text{ mm/s}$, $Re = 147$, $\alpha = 7.9$, $R = 1.29$

Figure 5.2 Visualisations de configurations stables pour le jet isolé

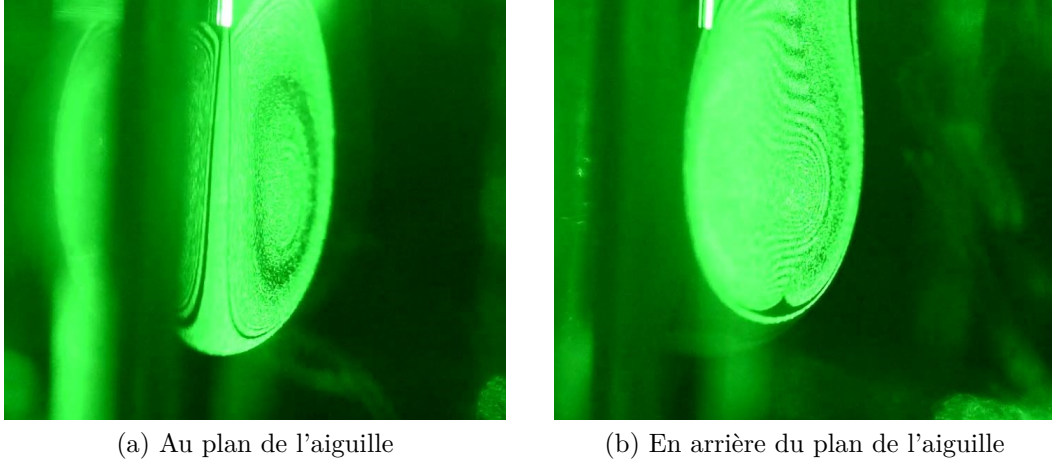


Figure 5.3 Balayage par caméra sur un jet stationnaire isolé

Le tableau 5.1 rassemble les paramètres les plus pertinents des deux cas étudiés. Les ratios de vitesse de ces configurations sont $\alpha = 5.6$ et 7.8 , or Bernero et Fiedler (2000) avaient prédit que l'écoulement connaît un début d'instabilité lorsque $\alpha = 1.4$ et devient complètement instable pour $\alpha = 3.4$. Similairement, en analysant le critère R utilisé dans la littérature pour étudier la stabilité des couches de mélange (voir la revue de littérature au chapitre 2), il devrait y avoir une instabilité. Par contre, pour un nombre de Reynolds du jet faible (entre 9.6 et 14.9), il n'y a effectivement pas d'instabilité. On note toutefois que Viilu (1962) a quant à lui mesuré le début de l'instabilité entre $Re = 10.5$ et 11.8 pour un jet libre. Cette première étude montre simplement que la caractérisation des différents régimes d'écoulement ne peut se faire en utilisant les seuls critères α et R . En effet, l'amortissement visqueux n'est pas pris en compte par ces critères, ce qui suggère que le nombre de Reynolds est aussi un paramètre clé. La section suivante va donc analyser l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds.

Tableau 5.1 Tableau résumé des configurations stables étudiées

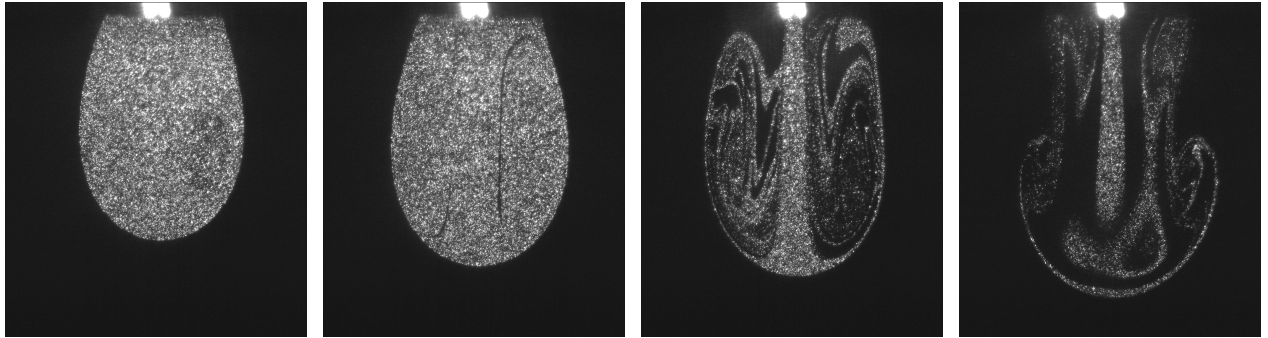
	α	
	$146/26 = 5.6$	$236/30 = 7.8$
Re_{jet}	9.6	14.9
Re (écoulement)	134	147
$R = \frac{U_{\text{jet}} - U}{U_{\text{jet}} + U}$	1.433	1.292

5.3 Cas périodique

Le nombre de Reynolds de l'écoulement et du jet ont été graduellement augmentés jusqu'au seuil d'apparition d'une instabilité.

5.3.1 Apparition des lâchés de tourbillons

Un seuil critique a été estimé lorsque la vitesse du jet se situe entre 450 mm/s et 560 mm/s, associée à une vitesse d'écoulement de 75 mm/s. Les nombres de Reynolds correspondant à ces vitesses varient de $Re_{jet} = 28.7$ à 35.1, et Re est fixé 368 pour l'écoulement. Des visualisations sont présentées à la figure 5.4. Il est possible de voir en (a) que le jet est encore stable, en (b) qu'il commence à entraîner l'écoulement qui n'est pas ensemencé, en (c) que les régions de recirculation commencent à se détacher périodiquement et finalement en (d) que des tourbillons se forment et sont lâchés périodiquement.



(a) $U_{jet} = 456$ mm/s, $Re_{jet} = 28.7$, $\alpha = 6.1$ et $R = 1.39$
 (b) $U_{jet} = 480$ mm/s, $Re_{jet} = 30.2$, $\alpha = 6.4$ et $R = 1.37$
 (c) $U_{jet} = 497$ mm/s, $Re_{jet} = 31.27$, $\alpha = 6.1$ et $R = 1.35$
 (d) $U_{jet} = 558$ mm/s, $Re_{jet} = 35.1$, $\alpha = 7.4$ et $R = 1.31$

Figure 5.4 Visualisation de l'apparition des premières instationarités du jet isolé pour des vitesses de jet allant de 456 à 558 mm/s, pour une vitesse d'écoulement de $U = 75$ mm/s, correspondant à $Re = 368$

On pourra s'apercevoir que le paramètre R a été choisi approximativement constant pour ces quatre configurations, montrant donc que ce critère n'est pas pertinent pour l'étude de stabilité de ce type d'écoulement. Similairement, le critère α est supérieur à 6 pour les 4 cas. Or, König et Fiedler (1991) avaient prédit l'instabilité lorsque $\alpha > 1.4$, ce qui montre à nouveau que ce critère ne peut être utilisé seul pour caractériser notre cas.

Dans cette configuration à contre-courant, l'instabilité du jet se produit pour un nombre de Reynolds ~ 30 , ce qui est d'un ordre de grandeur plus faible que celui du jet libre. En effet, Danaïla *et al.* (1997) a déterminé qu'un jet libre développe une instabilité pour Re entre 200

à 500.

5.3.2 Analyse fréquentielle des instabilités

D'après les premières observations, la fréquence d'oscillation du jet semble constante et augmente avec la vitesse du jet. La figure 5.5 montre les visualisations du jet en fonction du temps pour deux séries de mesures pour lesquelles seule la vitesse de l'écoulement à contre-courant a été modifiée. La première (a-d) concerne un jet où les lâchés tourbillonnaires sont symétriques, et la seconde (e-h) asymétriques. Des signaux temporels de vitesse ont été extraits à une fréquence de 300 Hz¹ en une position où les fluctuations sont intenses, et une analyse spectrale² a ensuite été effectuée. La figure 5.6 présente les spectres obtenus pour les deux cas précédents, ainsi que pour un troisième cas où la vitesse de l'écoulement de retour est encore plus élevée ($U = 200$ mm/s).

En inspectant les spectres, il est possible de voir que les fluctuations sont centrées sur des fréquences précises. Puisqu'elles ont un multiple commun, on peut en déduire que les oscillations s'organisent autour d'une fréquence fondamentale et sur ses harmoniques. Par exemple, pour la série 1 (cas symétrique), la fréquence fondamentale est de 10 Hz et l'harmonique est de 20 Hz. De façon similaire, pour le cas asymétrique de la série 2, le mode fondamental est de 9 Hz, et les harmoniques de 18 et 27 Hz sont détectées. Pour la série 3, pour laquelle U est pratiquement doublée par rapport aux cas précédents, la fréquence fondamentale augmente jusque 29 Hz, et les harmoniques deviennent 58 et 87 Hz.

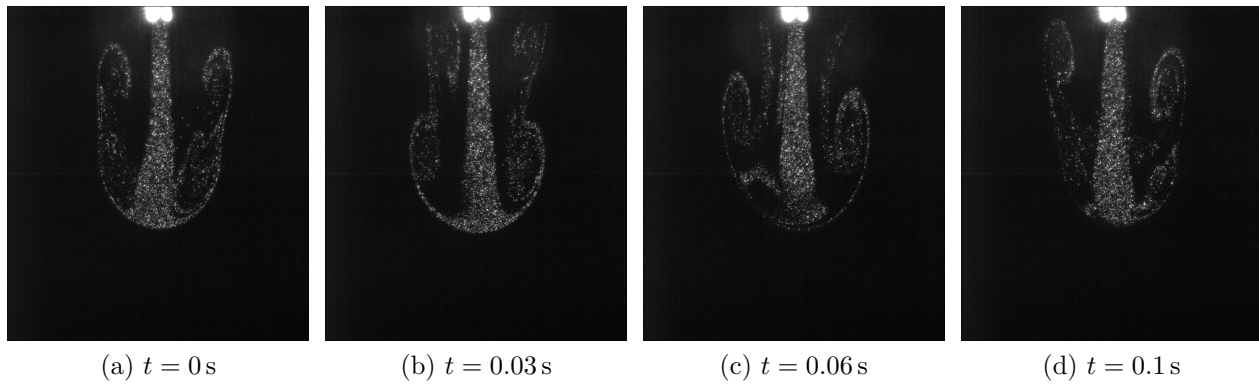
La figure 5.7 montre l'évolution de la fréquence d'instabilité avec le nombre de Reynolds de l'écoulement de retour. Il est possible d'observer une relation non linéaire.

Ce chapitre a fait une analyse d'un jet isolé. Les résultats montrent qu'utiliser le ratio α ou R n'est pas suffisant pour décrire les régimes d'écoulement pour lesquels des instabilités se développent. Le chapitre suivant abordera une analyse similaire mais lorsque le jet est confiné par d'autres jets.

1. La fréquence de Nyquist associé est de 150 Hz, cela implique que la fréquence d'échantillonnage est applicable pour les expériences de cette section.

2. La fonction *Pwelch* de Matlab a été utilisée, et est détaillée à l'annexe D.

Cas symétrique : $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 41$, $U = 100 \text{ mm/s}$, $Re = 490$, $\alpha = 6.52$ et $R = 1.36$



Cas asymétrique : $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 41$, $U = 125 \text{ mm/s}$, $Re = 613$, $\alpha = 5.21$ et $R = 1.474$

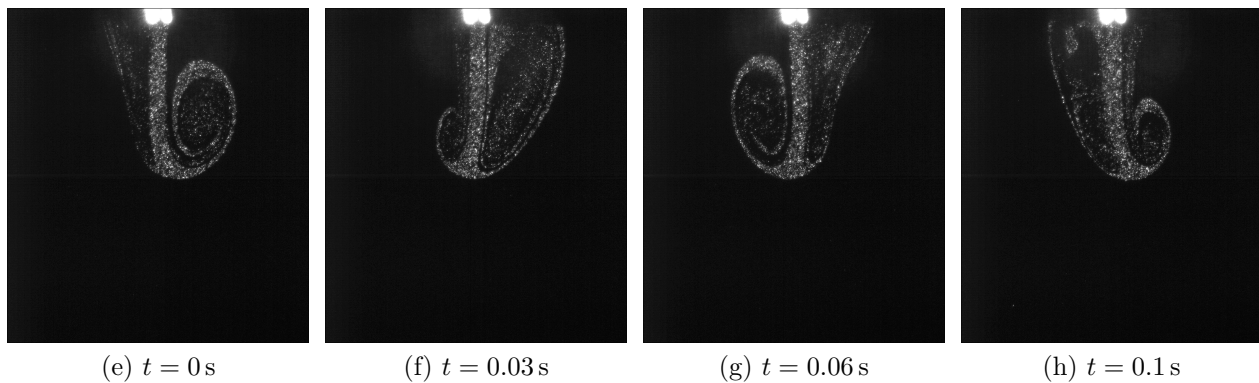
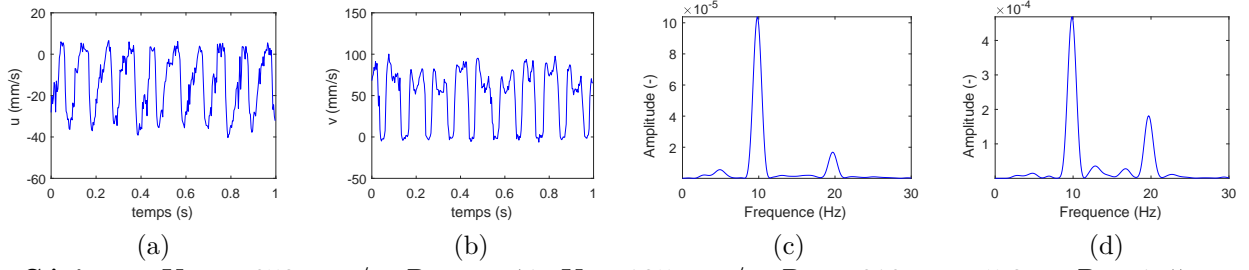
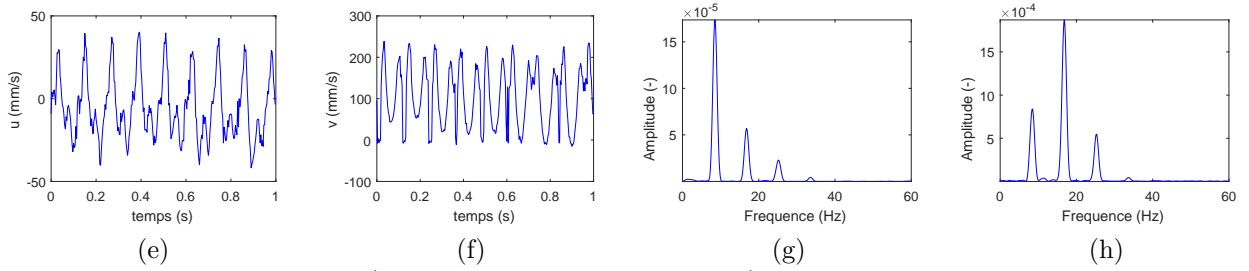


Figure 5.5 Exemples de lâchés tourbillonnaires symétriques et asymétriques

Série 1 : $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 41$, $U = 100 \text{ mm/s}$, $Re = 490$, $\alpha = 6.52$ et $R = 1.36$ au point $x = 12.9 \text{ mm}$ et $y = -4.3 \text{ mm}$



Série 2 : $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 41$, $U = 125 \text{ mm/s}$, $Re = 613$, $\alpha = 5.2$ et $R = 1.47$ au point $x = 6.7 \text{ mm}$ et $y = -6.9 \text{ mm}$



Série 3 : $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$, $Re_{\text{jet}} = 41$, $U = 200 \text{ mm/s}$, $Re = 981$, $\alpha = 3.3$ et $R = 1.9$ au point $x = 5.6 \text{ mm}$ et $y = -1.8 \text{ mm}$

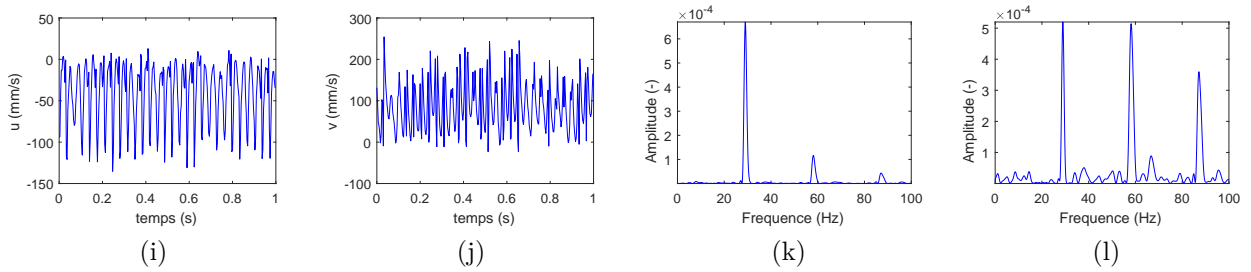


Figure 5.6 Extraits de données temporelles et spectrales pour différentes configurations du jet instable. Les deux colonnes de gauche montrent les composantes de vitesse u et v , et les deux colonnes de droite leurs spectres respectifs

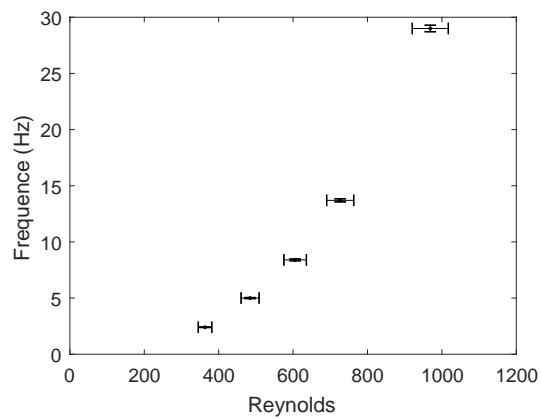


Figure 5.7 Fréquence d'oscillation du jet en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement, pour une vitesse de jet fixe $U_{\text{jet}} = 652 \text{ mm/s}$ ou $Re_{\text{jet}} = 41$

CHAPITRE 6 ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UN FAISCEAU D'AIGUILLES

Par rapport à un jet seul, dans un faisceau de jets, plusieurs nouveaux paramètres interviennent comme l'effet du confinement. Il est donc probable que le seuil d'apparition et la nature des instabilités soient modifiées. Comme au chapitre précédent, l'objectif de cette partie est d'analyser la stabilité de cet écoulement en fonction des ratios de vitesse α et R , ainsi que du nombre de Reynolds des jets.

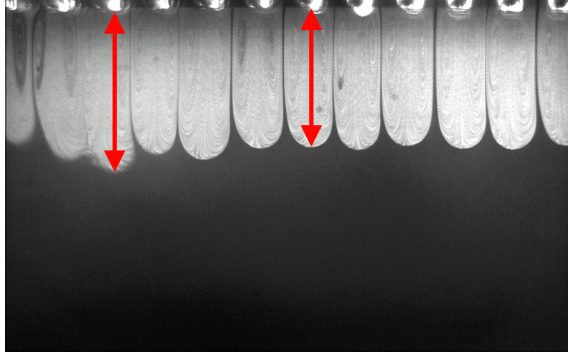
6.1 Longueur adimensionnelle des jets

Pour un confinement de jets en faisceau soumis à un écoulement à contre-courant, il existe très peu d'études effectuées pour de faibles nombres de Reynolds, comme c'était déjà le cas pour le jet isolé. Nous allons dans un premier temps caractériser les longueurs du jet, x_p/d_{jet} , en fonction du ratio de vitesse $\alpha = U_{\text{jet}}/U$.

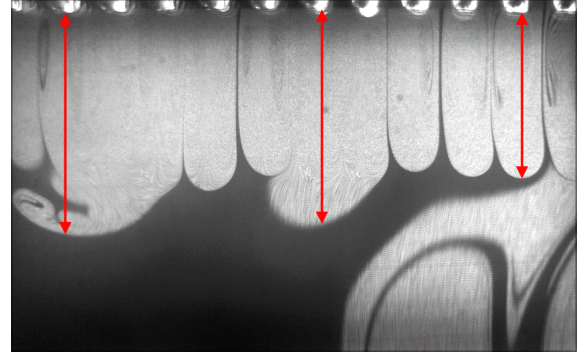
Méthodologie

La méthodologie consiste à choisir la vitesse moyenne de l'écoulement ascendant U , de varier la vitesse des jets, d'analyser les longueurs et de répéter la procédure en fixant de nouvelles valeurs de U . Pour l'acquisition de données, une série de 20 images a été enregistrée à une fréquence à 200 Hz pour chaque ratio de vitesse. Une moyenne est ensuite appliquée sur ces 20 images pour augmenter l'effet de clarté facilitant ainsi l'analyse. Cette image moyennée possède un champ de vision de 27.5×17.5 mm, permettant de visualiser 11 jets et demi. Ce même champ de vision sera conservé pour tous les essais montrés dans cette section.

Les mesures des longueurs de jets ont été effectuées manuellement pour chacune des aiguilles présentes dans les images moyennées. La longueur du jet est définie par la distance entre l'extrémité de l'aiguille et le point de stagnation, comme le montre la figure 6.1(a). Pour des cas ayant des anomalies comme sur la figure 6.1(b), c'est la distance verticale maximale entre la pointe des aiguilles et le point de stagnation qui a été choisie, si ce dernier est continu avec le jet. Ces anomalies viennent du fait que dans certaines circonstances, les écarts de quantité de mouvement entre le jet et l'écoulement ne sont pas uniformes sur la matrice d'aiguilles et changent l'équilibre local des jets. Ces inconsistances peuvent provenir des aiguilles partiellement ou complètement bouchées, ou bien encore d'effets tri-dimensionnels dus à des petits défauts du montage.



(a) Cas stable



(b) Configuration avec anomalies

Figure 6.1 Extraits d'images PIV obtenues avec plusieurs aiguilles

Résultats

Suite aux campagnes de mesure, 1038 longueurs adimensionnelles ont été saisies et traitées à l'aide de Matlab. La figure 6.2 montre les résultats de quatre séries pour des vitesses d'écoulement de 13.1, 17.5, 21.9 et 26.3 mm/s, correspondant à des nombres de Reynolds de 67, 90, 112 et 135, respectivement. Pour des séries ayant de faibles vitesses d'écoulement, comme celui à 13.1 et 17.5 mm/s, la configuration semble avoir plus d'anomalies pour $\alpha > 50$ (figure 6.2a et b). Malgré ces inconvénients, la tendance globale de l'évolution des longueurs des jets pour l'ensemble des données suggère une évolution linéaire avec le ratio de vitesse. Par contre, la présence de nombreuses anomalies ne nous permet pas d'utiliser une régression linéaire classique pour estimer la pente des droites. Cette estimation a alors été effectuée par un algorithme de calcul itératif qui va progressivement rejeter certaines valeurs et ajuster la régression linéaire dynamiquement. Le détail de l'algorithme est expliqué à l'annexe F.

Après avoir appliqué l'algorithme à chaque série de mesure, 602 données ont été conservées. C'est avec ces 602 données que les coefficients des droites ont été estimés et sont affichés à la figure 6.2. Il est possible de voir que les pentes de ces droites augmentent avec le nombre de Reynolds de l'écoulement. De plus, en traçant ces droites dans un graphique en trois dimensions qui fait intervenir Re (figure 6.3), on peut s'apercevoir que les valeurs semblent appartenir à un plan.

La fonction *fit* de Matlab a été utilisée pour trouver l'équation du plan. L'équation suggérée par le logiciel est la suivante :

$$x_p/d_{\text{jet}} = -5.178 + 0.161\alpha + 0.05344Re$$

Il est possible de comparer la différence entre le plan et les points expérimentaux sur la figure

6.4. Des analyses statistiques ont permis d'évaluer le coefficient de détermination R^2 qui est de 0.9295, et les sommes des carrés des erreurs (SCE) est de 365.

Afin d'augmenter la précision, une surface fonction des paramètres α , Re et x_p/d_{jet} d'ordre 2 a été choisie, donnant :

$$\frac{x_p}{d_{\text{jet}}} = c_1\alpha + c_2Re + c_3\alpha Re \quad (6.1)$$

La figure 6.5 montre la surface de régression obtenue par Matlab. De manière générale, les 602 points expérimentaux semblent bien se situer sur cette surface. Les coefficients de cette équation sont affichés dans le tableau 6.1. Le coefficient R^2 de ce modèle est de 0.9963 et la valeur SCE est de 19.

Tableau 6.1 Coefficients de la surface de régression pour le modèle (6.1)

coefficients	c_1	c_2	c_3
valeurs	0.0207	0.002034	0.001482

Analyse

En comparant les résultats précédents avec ceux de la littérature, on pourra noter qu'il y a des différences. Par exemple, les pentes K des droites (longueurs adimensionnelles des jets en fonction du ratio α) évaluées dans la littérature prédisent un coefficient aux alentours de 2.6 (Rajaratnam et Beltaos, 1973). Cependant, les auteurs n'ont pas tenu compte de l'effet de Re , toutefois il est possible d'estimer ces valeurs en se basant sur leurs travaux. Il apparaît alors que $2.9 \times 10^4 < Re < 8.0 \times 10^4$ (voir tableau 2.1).

Par contre, un meilleur accord est obtenu avec les résultats de Robert et Monkewitz (2013) qui estiment $K = 0.29$. Similairement au cas précédent, Re n'est pas tenu en compte, toutefois sa valeur est estimée entre 10 à 100 en se basant sur les données expérimentales fournies.

Au moment de la rédaction de ce mémoire, il semblerait qu'aucun travail précédent ne tient compte l'effet de Re , à l'exception de Saghravani et Ramamurthy (2010) qui a essayé de prédire K en fonction du confinement d_{jet}/D_H dans des conditions turbulentes. Toutefois, dans nos expériences, le diamètre hydraulique des aiguilles et celui du canal demeurent inchangés et opèrent dans des régimes pour lesquels $Re < 400$.

Par ailleurs, Morgan *et al.* (1976) ont prédit qu'il existe une zone de transition dans laquelle l'évolution de la longueur des jets en fonction de α et/ou Re passe d'une tendance linéaire à

un comportement non-linéaire. Cette zone est définie par la relation :

$$0.5 < \frac{U_{\text{jet}} d_{\text{jet}}}{U D_H} < 1.5,$$

où D_H est le diamètre hydraulique du canal. Ce ratio de flux de quantité de mouvement est seulement valide pour un écoulement dans une conduite circulaire. Pour une conduite de section carrée avec $N \times N$ aiguilles, la relation est exprimée par¹ :

$$0.5 < \frac{N\sqrt{\pi}}{2} \frac{d_{\text{jet}} U_{\text{jet}}}{D_H U} < 1.5$$

Cependant, les résultats obtenus montrent une tendance linéaire même pour de très hauts ratios du flux de quantité de mouvement (voir figure 6.6).

Finalement, König et Fiedler (1991) ont défini un seuil limite de stabilité pour $\alpha > 1.4$. Cependant, nos résultats indiquent que les jets sont stables lorsque $\alpha > 1.4$. De nouveau, il semble que le nombre de Reynolds ait été négligé dans ces études, car il est possible que le régime à très bas Reynolds soit stable pour des valeurs de α élevées.

Pour conclure cette partie, il a été montré que les longueurs des jets ont une dépendance linéaire en fonction du paramètre α , mais même en présence d'anomalies, le régime reste stationnaire. La prochaine partie tentera de définir le seuil de passage du régime stable à instable.

6.2 Seuil de stabilité

À titre de rappel, König et Fiedler (1991) ont suggéré un seuil limite de stabilité lorsque $\alpha = 1.4$, or les résultats précédents montrent qu'il n'y a pas de comportement instable à cette valeur.

Par ailleurs, l'analogie avec les couches de mélange, dont la stabilité est basée sur le paramètre R , suggère également que des instabilités devraient apparaître. Cependant, ici le confinement doit être pris en compte afin de bien évaluer R . En effet, comme montré à la figure 6.7, la présence des aiguilles restreint la section de passage si bien que la vitesse ascendante au niveau des aiguilles doit être corrigée. De même, celle-ci doit aussi prendre en compte le débit supplémentaire introduit par les aiguilles. On appellera cette vitesse la vitesse effective U_e ,

1. Voir annexe E de la page 73 pour la démonstration de la relation.

associée à la section de passage effective A_e , et R devient

$$R = \frac{U_{\text{jet}} - U_e}{U_{\text{jet}} + U_e}.$$

La figure 6.8 montre l'évolution du ratio R en fonction du ratio α . À première vue, il faudrait que α se situe entre 1 et 15 pour que $R > 1.4$, c'est à dire pour qu'il y ait une instabilité de couche de mélange. Toutefois, les résultats de la section précédente montrent le contraire. Vu que les critères récemment mentionnés ne peuvent être utilisés, le seul point de repère est donc le nombre de Reynolds dans les jets confinés. En se fiant seulement sur Re_{jet} , il est juste de dire que la présence du faisceau d'aiguilles stabilise les jets. En effet, Re_{jet} est augmenté jusqu'à 60 dans ce type de configuration et aucune instabilité n'est apparue, contrairement au jet isolé où l'instabilité apparaît quand $Re_{\text{jet}} \approx 30$.

Pour trouver un seuil critique qui définit la transition entre le régime stable et instable dans un faisceau de jets à contre-courant, il a été décidé d'augmenter le nombre de Reynolds du jet jusqu'à observer la transition de l'écoulement vers un état instationnaire.

La figure 6.9 montre un exemple de champ de vitesse obtenu avec $U_{\text{jet}} = 2000 \text{ mm/s}$ ($Re_{\text{jet}} = 100$) et $U = 26.3 \text{ mm/s}$ ($Re = 129$). Le fait que la vitesse du jet est bien supérieure à la valeur seuil qui déclenche l'instabilité d'un jet isolé s'observe par la forme bien plus longue des jets. De fortes fluctuations de vitesse apparaissent en effet à plusieurs mm de l'extrémité des aiguilles. Il est bien important de préciser que la valeur de Re_j trouvée est nettement supérieure aux conditions d'utilisation du brûleur, puisque ce dernier opère à des plages entre 10 et 30. De plus, la majorité des débitmètres utilisés n'ont pas la capacité en débit pour maintenir ces conditions d'opération.

Une analyse en fréquence similaire à celle effectuée pour le jet isolé a aussi été entreprise. 6500 champs de vitesses ont été mesurés à une fréquence de 400 Hz. La figure 6.10 présente les spectres des fluctuations de vitesse extraites au point de coordonnées ($x = 4 \text{ mm}$, $y = -4 \text{ mm}$) dans la figure 6.9. Pour le spectre de la vitesse u (figure 6.10c), il est possible de détecter une oscillation aux alentours de 10 Hz. Bien que moins visible, cette fréquence est également présente dans le spectre de la composante de vitesse v (figure 6.10d).

Par ailleurs, il est difficile de qualifier si les jets ont bel et bien une instabilité dite de "couche de mélange", malgré le fait qu'elles sont longues, ce qui laisse de l'espace pour que les instabilités se développent et forment ainsi des tourbillons. En principe, il est attendu que le développement soit similaire à la figure 6.11. Sur cette figure il est possible de voir en (2) l'instabilité se développer. En (3) et (4) les tourbillons continuent de prendre de l'ampleur pour se dissiper par la suite (5). Toutefois, ce qui est observé sur les champs de vitesse sont

les jets qui se brisent ; les instabilités, les tourbillons et les dissipations semblent intervenir près du point de stagnation. Ce caractère est semblable aux jets confluents puisque eux aussi ont la particularité que la fusion et la dissipation apparaissent dans une même zone.

En somme, ce chapitre, consacré à une étude sur le comportement des jets à contre-courant en configuration de faisceau, a permis de montrer que les longueurs des jets évoluent de façon linéaire en fonction de α et Re . Par ailleurs, beaucoup de configurations d'écoulement sont stables, en effet les configurations en faisceau et à faible nombre de Reynolds sont très différentes des cas rapportés dans la littérature. De plus, nous avons pu voir que le seuil de stabilité ne peut pas être défini seulement avec α et R . Une étude paramétrique, incluant l'influence du nombre de Reynolds Re , devrait être effectuée afin de définir un critère de stabilité. Cette étude n'a cependant pas pu être menée faute de temps.

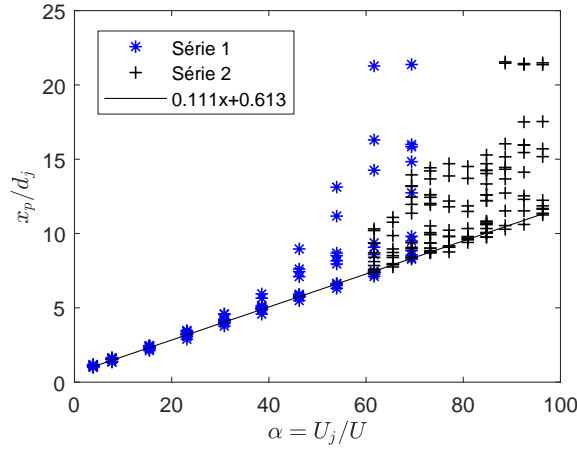
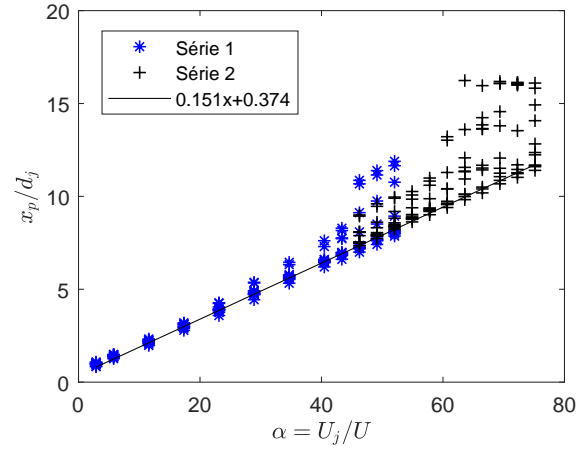
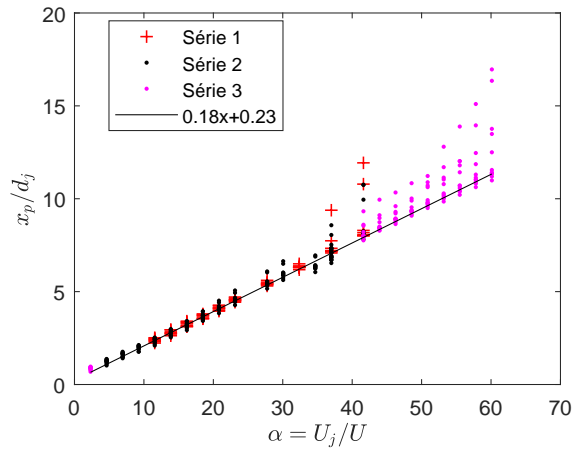
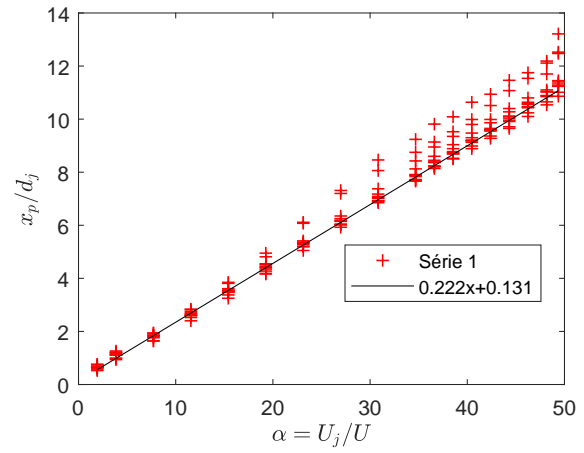
(a) Écoulement 13.1 mm/s, associé à $Re = 67$ (b) Écoulement 17.5 mm/s, associé à $Re = 90$ (c) Écoulement 21.9 mm/s, associé à $Re = 112$ (d) Écoulement, 26.3 mm/s associé à $Re = 135$

Figure 6.2 Longueurs adimensionnelles des jets et régression linéaire pour différentes vitesses de l'écoulement ascendant. Plusieurs série d'expérience ont été effectué à des occasions différents dans le but de vérifier la répétabilité des résultats, expliquant ainsi la présence de plusieurs séries, i.e. série 1, série 2, etc

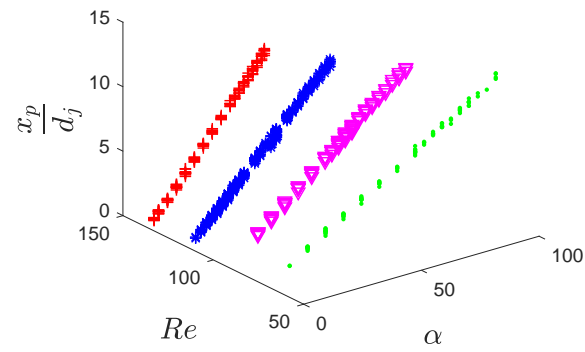


Figure 6.3 Évolution de la longueur des jets en fonction du ratio de vitesse et du nombre de Reynolds

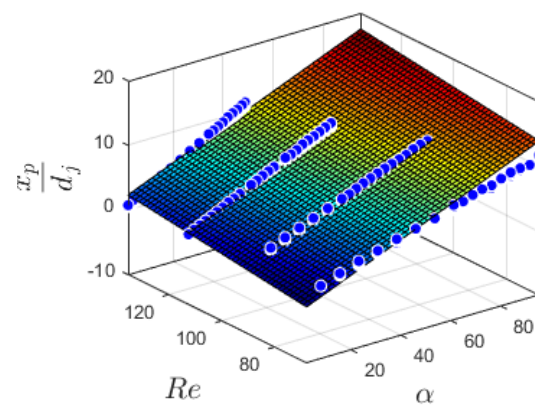


Figure 6.4 Plan de régression à partir des données de la figure 6.3

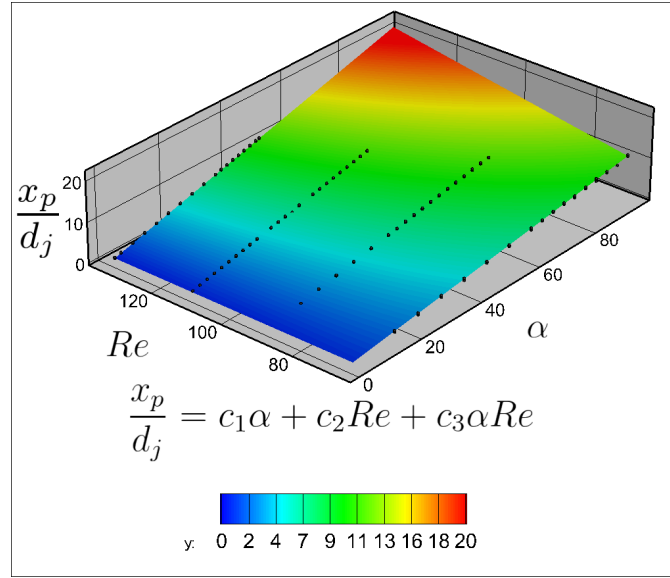


Figure 6.5 Surface de régression obtenue à partir des données de la figure 6.3

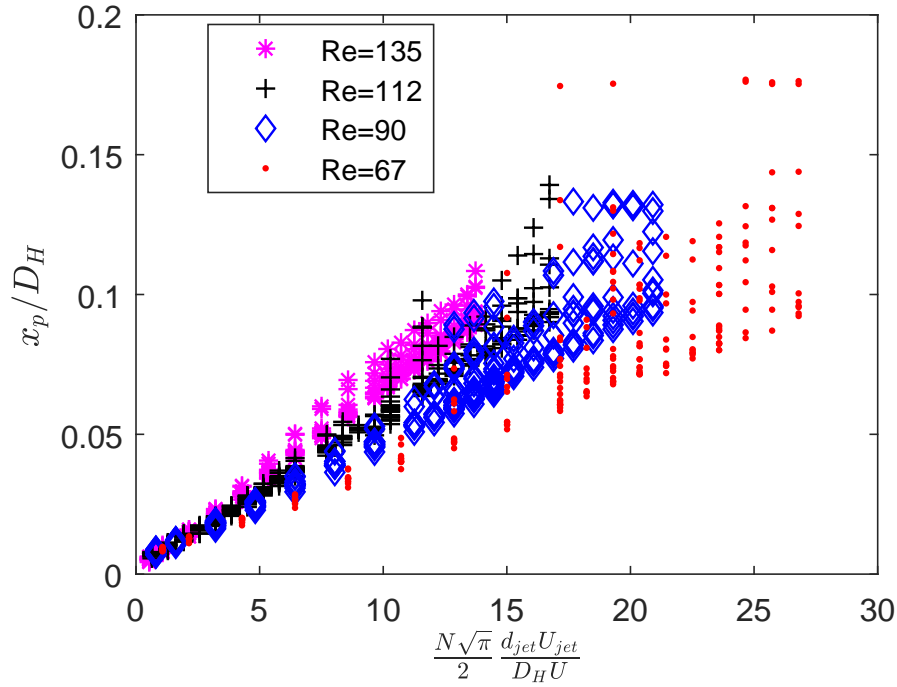


Figure 6.6 Longueurs des jets adimensionnels en fonction du ratio du flux de quantité de mouvement du jet sur celui de l'écoulement. Les 1038 données sont toutes tracées sur la même figure. Contrairement à ce qu'avaient prédit Morgan *et al.* (1976), la linéarité s'arrête quand $Z^{1/2} = 1$

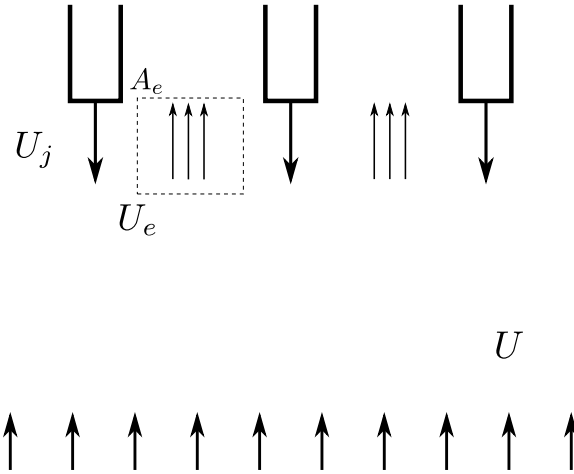


Figure 6.7 Effet du confinement sur l'échelle de vitesse intervenant dans la définition de R

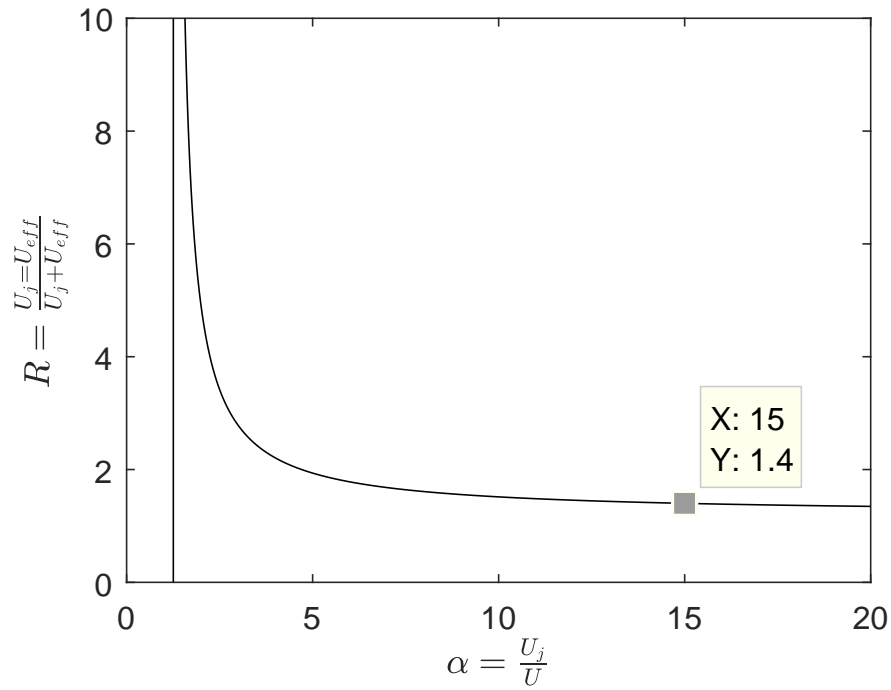


Figure 6.8 Critère de stabilité utilisé par Huerre et Monkewitz (1990) en fonction du ratio de vitesse α

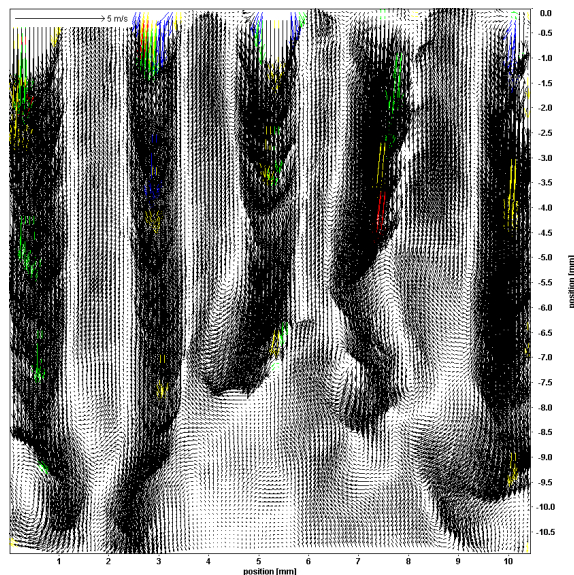


Figure 6.9 Champ de vitesse pour un cas instable du faisceau de jets à contre-courant ($U_{\text{jet}} = 2000 \text{ mm/s}$ et $U = 26.3 \text{ mm/s}$)

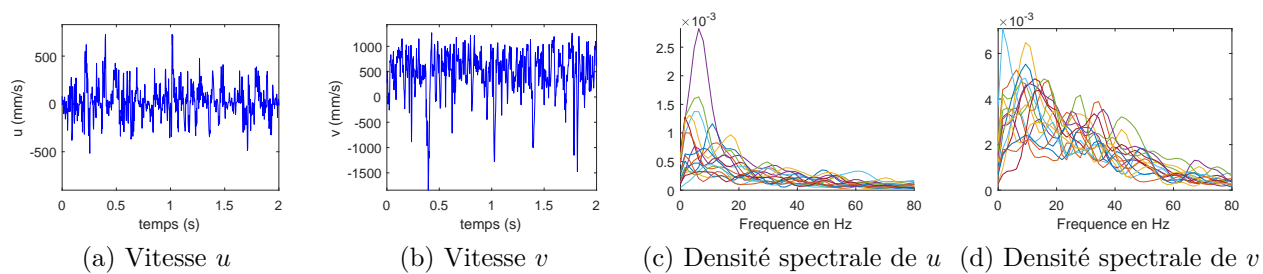


Figure 6.10 Analyse fréquentielle des fluctuations de vitesse observées à la figure 6.9 au point ($x = 4 \text{ mm}$, $y = -4 \text{ mm}$). $Re_{\text{jet}} \simeq 100$, $Re = 100$, $\alpha \simeq 77$

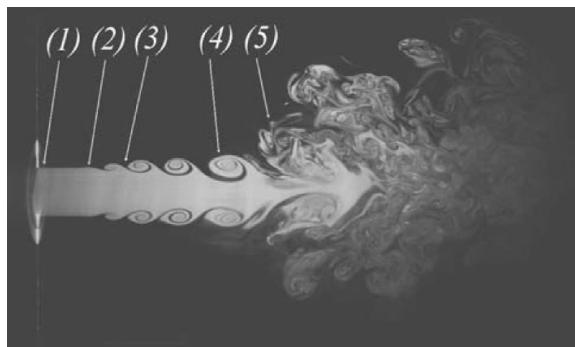


Figure 6.11 Exemple de jet libre montrant le développement des instabilités pour former des tourbillons (Todde *et al.*, 2009)

CHAPITRE 7 CONCLUSION

7.1 Synthèse des travaux

Une étude expérimentale a été effectuée pour analyser les régimes stables et instables des jets à contre-courant en fonction de plusieurs paramètres comme le ratio de vitesse α , le critère des couches de mélange R , le nombre de Reynolds ainsi que d'autres paramètres. Un banc d'essai inspiré d'un brûleur de recherche permettant la création de flammes de diffusion non-prémélangées et non-étirées a été utilisé pour étudier la mécanique des fluides de jets isolés et de matrices de jets confinés. La région la plus intéressante est celle où les jets rencontrent l'écoulement de sens opposé, provoquant l'apparition d'un point de stagnation au bout de chaque jet. Le phénomène est étudié au travers de champs de vitesse acquis avec la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV).

Les résultats obtenus montrent que le banc d'essai est très sensible aux faibles variations de température entre les parois de la chambre de mesure et l'écoulement qui y circule. Quand les parois sont plus chaudes que l'écoulement, parce qu'elles sont chauffées soit par le laser du système PIV, soit par une augmentation de la température ambiante, l'écoulement à basse vitesse s'opposant aux jets perd son caractère unidimensionnel. Pour obtenir des mesures de qualité sur l'interaction d'un faisceau de jets à contre-courant dans un écoulement uniforme, il a donc été nécessaire de prendre grand soin afin d'éviter ces effets thermiques. Pour ce faire, l'absorption de la nappe laser a été minimisée dans les parois et les régimes thermiques transitoires dans la pièce ont été caractérisés pour assurer que l'écoulement dans le canal de mesure demeure isotherme durant les mesures.

L'étude d'un jet isolé a révélé qu'un régime d'écoulement stable est présent même lorsque le ratio de vitesse, α , est supérieur à 1.4, une valeur souvent citée dans la littérature pour délimiter la transition vers la turbulence. De plus, le critère de stabilité typiquement utilisé pour les couches de mélange R excède aussi la valeur critique de 1.32. La particularité de la configuration étudiée ici étant les très faibles nombres de Reynolds Re , il apparaît que dans cette situation les paramètres α et R sont insuffisants pour caractériser la stabilité de tels jets à contre-courant. L'analyse de la variation du nombre de Reynolds en plus des deux paramètres précédents a permis de révéler que l'ensemble de ces trois paramètres dicte le comportement de ces jets à très bas Re . Quand les nombres de Reynolds furent augmentés jusqu'à environ 35 pour le jet et 368 pour l'écoulement (en gardant α et R approximativement constants), l'apparition d'instabilités a finalement été observée. Par ailleurs, la fréquence de ces instabilités dépend de la vitesse d'écoulement et semble être proportionnelle au carré de

celle-ci.

La dynamique d'un faisceau de jets à contre-courant a été étudiée dans une matrice de $31 \times 31 = 961$ jets. Dans cette configuration expérimentale, l'écoulement à contre-courant et le fluide des jets eux-mêmes sont évacués entre les aiguilles utilisées pour former les jets. La distance de pénétration des jets dans l'écoulement a été mesurée, révélant une évolution linéaire croissante avec le ratio de vitesse. Cette relation linéaire a été observée par plusieurs auteurs pour les jets libres. Dans le cas de la matrice de jets étudiée ici, le confinement des jets par leurs voisins change drastiquement la constante de proportionnalité de la relation, passant de 2.4-2.9 pour le jet isolé à 0.11-0.22 pour la matrice de jets. Par contre, la nature linéaire de la relation est maintenue sur la plage de ratios de vitesse étudiée ici. Cette disparité semble être aussi affectée par le nombre de Reynolds de l'écoulement, mais ne semble pas dépendre du ratio de quantité de mouvement. Par ailleurs, sur toute la plage de ratios de vitesse étudiée ici, aucune instabilité n'a été détectée dans les matrices de jets à contre-courant, même pour $50 < \alpha < 100$, pour Re_j inférieure à 40.

7.2 Améliorations futures

En résumé, cette étude a permis de montrer qu'il manque un critère pour définir le seuil de stabilité des écoulements de jets à contre-courant. Le fait que $\alpha = U_{\text{jet}}/U$ ne soit pas pertinent, tout du moins utilisé seul, n'est pas étonnant. En effet, augmenter U_{jet} en gardant U constant accroît l'écart de vitesse entre les deux écoulements, ce qui devrait favoriser l'apparition d'une instabilité, alors que diminuer U en gardant U_{jet} décroît cet écart. Pourtant, dans les deux cas, α augmente. Utiliser $R = (U_{\text{jet}} - U)/(U_{\text{jet}} + U)$ est sans doute pertinent pour les couches de mélange où les deux écoulements se font dans le même sens, mais pour des écoulements à contre-courant, R n'est peut-être pas approprié. Par exemple, si les deux écoulements ont la même vitesse (absolue), la vitesse moyenne est nulle et R devient infini. Autrement dit, cet écoulement est inconditionnellement instable. Bien que la littérature ne présente pas beaucoup d'études à ce sujet, on aurait tendance à penser qu'il existe en réalité un seuil limite en dessous duquel les perturbations pourraient être atténuées sous l'effet de la viscosité. Plus généralement, les quantités α et R ne sont pas invariantes sous l'effet d'un changement de référentiel, même galiléen. Cela pourrait indiquer qu'un critère universel n'existe finalement pas encore. La condition de stabilité des écoulements générés par une matrice de jets à contre-courant reste donc une question ouverte. Nous n'avons malheureusement pas pu y répondre dans le cadre de cette étude. Il faudra pour cela effectuer une étude paramétrique rigoureuse en variant au moins trois paramètres, ce qui demande du temps et beaucoup d'analyses, mais cela reste réalisable.

RÉFÉRENCES

- Amamou, A., Habli, S., Saïd, N. M., Bournot, P. et Palec, G. L. (2015). Numerical study of turbulent round jet in a uniform counterflow using a second order reynolds stress model. *Journal of Hydro-environment Research*, 9(4), 482 – 495.
- Arendt, J., Babcock, H. et Schuster, J. (1956). Penetration of a jet into counter-flow. *Proc. ASCE Journal of Hydraulic Division*, 82, 8–11.
- Bernero, S. (2001). A turbulent jet in counterflow.
- Bernero, S. et Fiedler, H. (1998). Experimental investigations of a jet in counterflow. *Advances in Turbulence VII*, Springer. 35–38.
- Bernero, S. et Fiedler, H. (2000). Application of particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition to the study of a jet in a counterflow. *Experiments in Fluids*, 29, S274–S281.
- Danaila, I., Dušek, J. et Anselmet, F. (1997). Coherent structures in a round, spatially evolving, unforced, homogeneous jet at low reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 9(11), 3323–3342.
- Daso, E. O., Pritchett, V. E., Wang, T.-S., Ota, D. K., Blankson, I. M. et Auslender, A. H. (2009). Dynamics of shock dispersion and interactions in supersonic freestreams with counterflowing jets. *AIAA journal*, 47(6), 1313–1326.
- de Araújo, M. A., Silva, R., de Lima, E., Pereira, D. P. et de Oliveira, P. C. (2009). Measurement of gaussian laser beam radius using the knife-edge technique : improvement on data analysis. *Applied optics*, 48(2), 393–396.
- Huerre, P. et Monkewitz, P. A. (1985). Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 159, 151–168.
- Huerre, P. et Monkewitz, P. A. (1990). Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual review of fluid mechanics*, 22(1), 473–537.
- Keane, R. D. et Adrian, R. J. (1992). Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied scientific research*, 49(3), 191–215.
- Khosrofi, J. M. et Garetz, B. A. (1983). Measurement of a gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data. *Applied Optics*, 22(21), 3406–3410.
- König, O. et Fiedler, H. (1991). The structure of round turbulent jets in counterflow : a flow visualization study. *Advances in Turbulence 3*, Springer. 61–66.

- Lam, K. et Chan, H. (1995). Investigation of turbulent jets issuing into a counter-flowing stream using digital image processing. *Experiments in Fluids*, 18(3), 210–212.
- Lavision (2018). PIV evaluation. Permission granted by courtesy of Michaela Schläger from Lavision.
- Mahmoudi, M. et Fleck, B. A. (2016). Experimental measurement of the velocity field of round wall jet in counterflow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(1), 04016076.
- Morgan, W. D., Brinkworth, B. J. et Evans, G. V. (1976). Upstream penetration of an enclosed counterflowing jet. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 15(2), 125–127.
- Paschotta, R. (2017). Beam radius. rp-photonics.com [Online; posted 25-January-2018].
- Pijush, K. K., Ira, C. M. et Dowling, D. R. (2016). *Fluid Mechanics*, Academic Press, Boston. Sixth edition édition.
- Raffel, M., Willert, C. E., Kompenhans, J. et al. (2007). *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer Science & Business Media.
- Rajaratnam, N. (1976). *Turbulent jets*, vol. 5. Elsevier.
- Rajaratnam, N. et Beltaos, S. (1973). Circular turbulent jet in an opposing infinite stream. *1st Canadian hydraulics conferences*. 220–237.
- Robert, E. (2009). Experimental investigation of unstrained diffusion flames and their instabilities.
- Robert, E. et Monkewitz, P. A. (2013). Experimental realization and characterization of unstretched planar one-dimensional diffusion flames. *Combustion and Flame*, 160(3), 546–556.
- Robert, E. et Thomas, M. (2016). Numerical investigation of a confined jet array penetrating into a counterflow. *Proceedings of the 5th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows (ICJWSF2015)*. Springer, 37–42.
- Saghravani, S. et Ramamurthy, A. (2010). Penetration length of confined counter flowing free jets. *Journal of Hydraulic Engineering*, 136(3), 179–182.
- Samoichuk, K., Poludnenko, O., Palyanichka, N., Verkholtantseva, V. et Petrychenko, S. (2017). Experimental investigations of sugar concentration for counterflow jet mixing of drinks. *Technology audit and production reserves*, 2(3 (34)), 41–46.
- Sivapragasam, M., Deshpande, M., Ramamurthy, S. et White, P. (2014). Turbulent jet in confined counterflow. *Sadhana*, 39(3), 713–729.
- Strykowski, P. et Niccum, D. (1991). The stability of countercurrent mixing layers in circular jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 227, 309–343.

- Sui, K. N. et Ivanov, Y. V. (1959). The investigation of the development of a circular jet in the initial region of an opposing jet of large dimensions. *Izv Akad Nauk Est SSR, Ser Tekhn Fiz Mat Nauk*, 8, 78–83.
- Svensson, K., Rohdin, P. et Moshfegh, B. (2016). On the influence of array size and jet spacing on jet interactions and confluence in round jet arrays. *Journal of Fluids Engineering*, 138(8), 081206.
- Todde, V., Spazzini, P. G. et Sandberg, M. (2009). Experimental analysis of low-reynolds number free jets. *Experiments in fluids*, 47(2), 279–294.
- Viilu, A. (1962). An experimental determination of the minimum reynolds number for instability in a free jet. *Journal of Applied Mechanics*, 29(3), 506–508.
- Yoda, M. et Fiedler, H. (1996). The round jet in a uniform counterflow : flow visualization and mean concentration measurements. *Experiments in Fluids*, 21(6), 427–436.

ANNEXE A Chambre de stabilisation pour l'écoulement dans les jets

Comme le contrôle des débits de gaz est effectué par des débitmètres ayant comme sortie des tuyaux d'un diamètre intérieur de 4 mm et que la section d'essai a une section beaucoup plus grande (77.5×77.5 mm), il est nécessaire de planifier avec soin ce changement de section pour assurer un écoulement uniforme. Le ratio d'expansion est donc de 477 :1 et il est nécessaire de ne pas utiliser de techniques de stabilisation qui causeraient une perte trop importante de particules d'ensemencement utilisées pour la technique PIV.

Pour effectuer ce changement de section, l'écoulement de gaz à haute vitesse sortant du tube de 4 mm est inséré dans une chambre de stabilisation. Dans cette chambre, une série de grilles fines est empilée de manière compacte pour causer une perte de charge et atténuer la turbulence causée par le changement brusque de section à la sortie du tube. Ensuite, l'homogénéisation de l'écoulement est assurée par une section remplie de billes de verre de 3 mm de diamètre, suivie d'une section de nid d'abeille permettant de rectifier l'écoulement. Une illustration de cette chambre de stabilisation est présentée à la figure A.1.

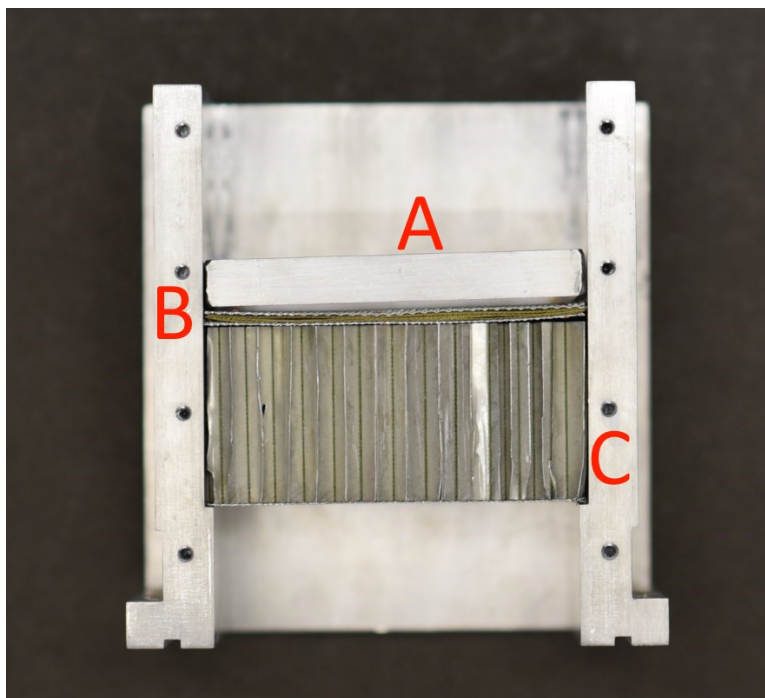


Figure A.1 Chambre de stabilisation utilisée pour assurer un écoulement uniforme à l'entrée des aiguilles d'injection. En A, le dispositif pour contenir les billes de verre, en B les grilles empilées et en C le nid d'abeille

ANNEXE B Ensemencement avec particules solides de TiO_2

Tel que discuté dans le chapitre portant sur l'instrumentation, l'utilisation de particules de dioxyde de titane (TiO_2) pour la technique PIV a tendance à boucher certaines composantes du banc d'essai. Un exemple est montré à la figure B.1. Sur cette image, une couche de TiO_2 bloque l'entrée des aiguilles d'injection, résultant en une qualité d'écoulement inacceptable (certains jets de gaz sont plus rapides que d'autres).

Par ailleurs, la différence de charge statique entre la tuyauterie et les particules de poussière fait en sorte qu'il y a une accumulation de ces particules sur les parois solides. Ceci est visible à la figure B.2, qui illustre l'ensemencement à lit fluidisé.

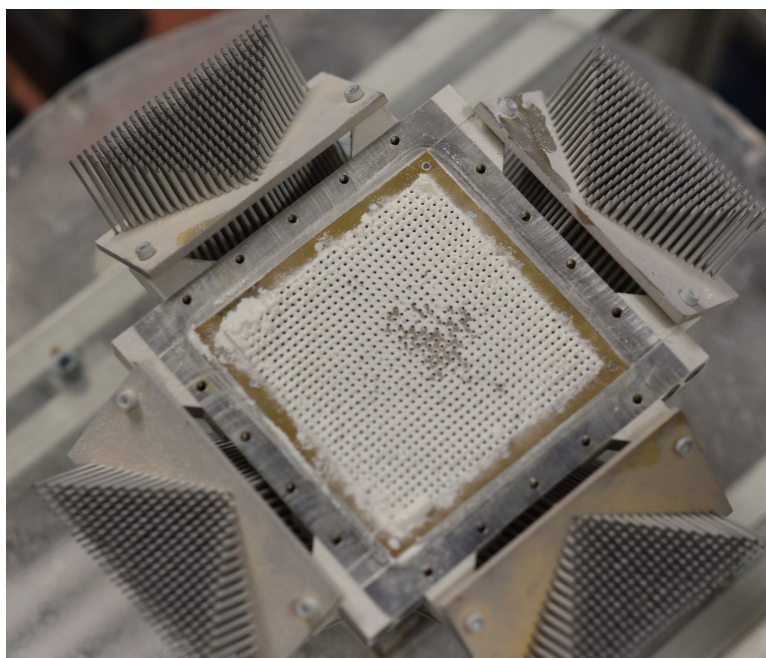


Figure B.1 Plenum d'injection ayant une couche de particule de TiO_2 bouchant les aiguilles

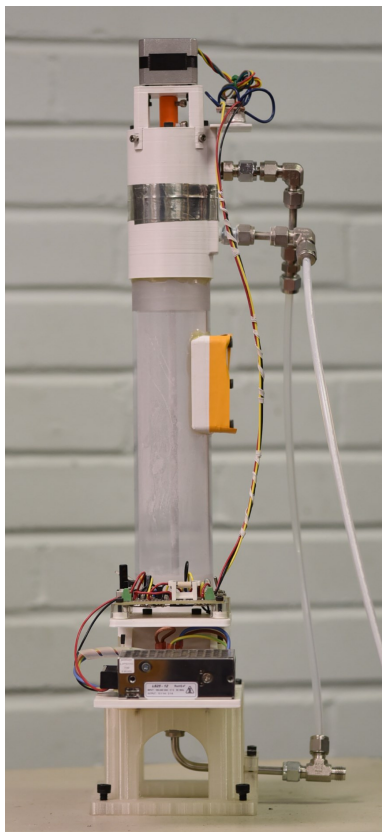


Figure B.2 Appareil pour ensementer le TiO_2

ANNEXE C Temps de relaxation

En PIV, il est important de savoir le temps nécessaire pour qu'une particule atteigne une nouvelle vitesse d'équilibre suite à un changement de vitesse. Si les gradients de vitesse sont intenses et que les particules réagissent lentement, elles sont de mauvais traceurs de l'écoulement et la précision des mesures PIV est compromise. Lorsque le nombre de Stokes est faible, il est possible d'estimer cette valeur assez facilement. En effet, ce nombre est un indicateur permettant de savoir si les particules ont tendance à dévier des lignes de courants de l'écoulement. L'équation de Stokes (C.1) est appliquée ici pour obtenir un ordre de grandeur du temps de relaxation :

$$St = \frac{\tau_s U_o}{l_o}. \quad (C.1)$$

où U_o est la vitesse de l'écoulement, l_o une grandeur caractéristique de l'écoulement et τ_s le temps de relaxation. Le temps de relaxation est un temps caractéristique qui est défini par :

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \approx \frac{d_p^2}{\nu}, \quad (C.2)$$

où d_p est la taille de la particule, ρ_p sa masse volumique, μ la viscosité dynamique du fluide ou ν sa viscosité cinématique. Cette relation est valide si la loi de Stoke est respectée.

En considérant l'utilisation du DEHS comme ensemencement, les propriétés de cette huile atomisée sont les suivantes :

μ	$1.863 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$
l_o	0.5 à 2 mm
ρ_p	912 kg/m ³
ν	1.568e-5 m ² /s
U_o	0.1 m/s

En appliquant ces valeurs dans les équations (C.1) et (C.2), les variables τ_s et St valent donc 1.1e-7 et 5.4e-9 respectivement. Ces particules très petites et peu denses sont donc d'excellents traceurs pour l'écoulement observé ici.

Il est aussi possible d'estimer le temps de réponse afin que les particules atteignent une nouvelle vitesse d'équilibre. Ce temps de réponse peut être estimé par une loi exponentielle

décrivant la vitesse des particules (Raffel *et al.*, 2007) :

$$U_p(t) = U \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{\tau_s} \right) \right] \quad (\text{C.3})$$

Le résultat de l'équation (C.3) est tracé sur la figure C.1 pour des tailles de particules variant de 0.1 à 0.4 μm . Il est possible de voir que le temps de réponse est très rapide parce qu'en moins d'une micro seconde l'équilibre est atteint pour les particules ayant 0.3 μm de diamètre.

Finalement, il est possible de conclure que l'utilisation d'un tel produit d'ensemencement permet de faire des mesures sans compromettre les résultats.

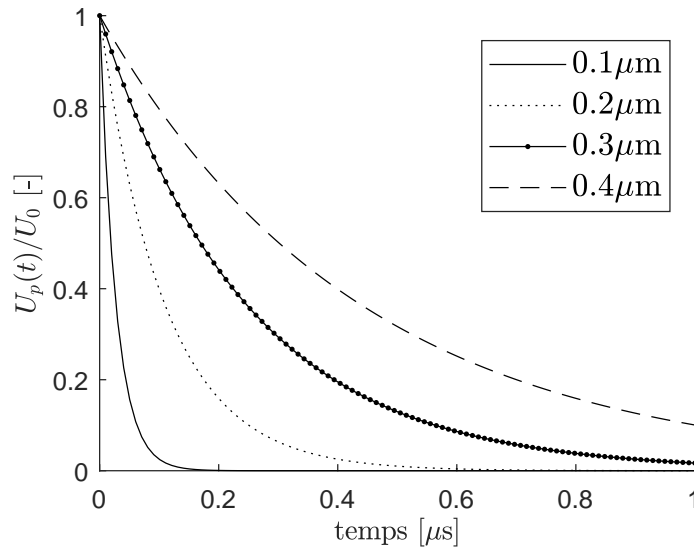


Figure C.1 Vitesse de la particule en fonction du temps pour différente taille des gouttelettes d'huile DEHS dans un écoulement décélérant, à la température ambiante

ANNEXE D Fonction Pwelch de Matlab

Pour avoir une réponse fréquentielle, la fonction Pwelch de matlab est utilisée. À priori, matlab utilise ses propres configurations par défaut qui peuvent induire en erreur, par exemple, la fonction segmente les données en 8 instances et ajoute 50% de chevauchement. Dans l'éventualité que les instances ne puissent être subdivisées de façon égale, une troncature est appliquée pour ajuster les valeurs. Des fenêtres de types "Hamming" sont appliquées aux 8 instances avant de fournir une réponse fréquentielle. Par conséquent, la fonction "Pwelch" par défaut n'est pas pratique pour des signaux ayant peu de périodicité, ou lorsqu'il faut moyenner plus que 8 segments. La structure

$$[pxx, f_{\text{aff}}] = pwelch(x, l, OV, f_{\text{aff}}, f_{\text{acq}})$$

est ainsi utilisée pour éviter que Matlab utilise ses options par défaut. Les variables sont ainsi détaillées :

- pxx représente le vecteur de fréquence rogné à la fréquence d'affichage désirée
- f_{aff} représente la fréquence d'affichage désirée
- x représente les données temporelles acquises dans les expériences.
- l représente la longueur du segment désiré. Indirectement c'est la variable pour contrôler le nombre de moyennes n par la relation suivante : $(\text{nombre}(x))/n = \text{longueur}$
- OV représente le taux de chevauchement exprimé en fraction, par exemple il faudrait utiliser 0.2 pour un taux de 20%.
- f_{acq} représente la fréquence d'échantillonnage utilisée.

C'est cette structure qui a été utilisée au cours des analyses des résultats.

ANNEXE E Démonstration du calcul du flux de quantité de mouvement

Morgan *et al.* (1976) ont exprimé un ratio du flux de quantité de mouvement pour délimiter le seuil linéaire. Les relations qu'ils ont suggérées se basent sur un canal circulaire et il n'est pas applicable dans une conduite de section carrée. Le ratio du flux de quantité de mouvement s'exprime par

$$Z = \frac{\dot{m}_{\text{jet}} U_{\text{jet}}}{\dot{m} U}$$

et le débit massique du jet et de l'écoulement sont exprimés par

$$\dot{m}_{\text{jet}} = \rho \pi d_{\text{jet}}^2 / 4 U_{\text{jet}}$$

et

$$\dot{m} = \rho D_H^2 U,$$

où D_H est le diamètre hydraulique de la section et qui est à la fois la largeur du côté d'un carré. Le ratio du flux de quantité de mouvement peut être donc exprimé par la forme suivante :

$$Z = \frac{\pi d_{\text{jet}}^2 U_{\text{jet}}^2}{4 D_H^2 U^2}.$$

L'équation précédente est valide pour un jet en contre-courant, et le banc d'essai au LADYF comporte $N \times N$ jets. Le ratio du flux de quantité de mouvement dans le contexte de ce travail est

$$Z = \frac{N^2 \pi d_{\text{jet}}^2 U_{\text{jet}}^2}{4 D_H^2 U^2},$$

ou encore

$$Z^{1/2} = \frac{N \sqrt{\pi}}{2} \frac{d_{\text{jet}} U_{\text{jet}}}{D_H U}.$$

ANNEXE F Méthode de régression et filtre dynamique

L'utilisation d'une simple régression linéaire est inadéquat lorsque les points sont dispersés de façon importante. Les données dispersées biaisent les résultats et peuvent dévier la courbe calculée de la tendance réelle, d'où la raison d'utiliser une méthode plus robuste. Cette section introduit l'utilisation de la méthode de pseudo-inverse pour résoudre un système linéaire, et présente ensuite le filtre dynamique qui a été appliqué pour enlever les valeurs qui se situent en dehors de la tendance linéaire. Les étapes suivantes décrivent cette méthodologie :

Étape 1 : Il faut d'abord résoudre le système d'équations

$$A \vec{c} = \vec{x}_p, \quad (\text{F.1})$$

où le vecteur \vec{c} contient les coefficients de la droite $x_p/d_{\text{jet}} = c_1 \alpha + c_0$, A est la matrice de Vandermonde de degré 1 contenant les ratios de vitesse, et \vec{x}_p est le vecteur contenant les longueurs adimensionnelles. Ces variables s'expriment de la façon suivante :

$$A = \begin{bmatrix} \alpha_1^1 & \alpha_1^0 \\ \alpha_2^1 & \alpha_2^0 \\ \vdots & \vdots \\ \alpha_n^1 & \alpha_n^0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{x}_p = \frac{1}{d_{\text{jet}}} \begin{bmatrix} x_{p,1}^1 \\ x_{p,2}^1 \\ \vdots \\ x_{p,n}^1 \end{bmatrix}.$$

L'indice représente le numéro du points et l'exposant est simplement la puissance appliquée à la valeur. Par exemple, supposons que dans une expérience il y a quatre points qui ont été extraits, ainsi α et x_p/d_{jet} ont les valeurs suivantes :

$$\alpha = [2 \ 10 \ 20 \ 25]$$

et

$$\frac{x_p}{d_{\text{jet}}} = [4.9 \ 24.1 \ 48.1 \ 59.9].$$

La matrice A et \vec{x}_p auront les formes suivantes :

$$A = \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 10 & 1 \\ 20 & 1 \\ 25 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{x}_p = \begin{bmatrix} 4.9 \\ 24.1 \\ 48.1 \\ 59.9 \end{bmatrix}.$$

Sachant que la matrice A n'est pas carrée, il n'est pas possible de résoudre avec son inverse. La pseudo inverse de A , notée A^\dagger , est donc utilisée pour contourner ce problème. L'équation (F.2) montre comment obtenir A^\dagger en utilisant la transposée A^T de A . Ce contournement ne permet pas de trouver la solution exacte, mais permet de trouver une approximation. Cela permet ensuite de calculer les coefficients de la droite \vec{c} permettant ainsi de modéliser la relation $x_p/d_{\text{jet}} = c_1 \alpha + c_0$.

$$\vec{c} \approx A^\dagger \vec{x}_p = (A^T A)^{-1} A^T \vec{x}_p \quad (\text{F.2})$$

Ainsi, la solution de l'exemple sera $\vec{c} = [2.3905 \ 0.235]^T$, ce qui se traduit par $x_p/d_{\text{jet}} = 0.23905\alpha + 0.235$

Étape 2 : Il faut utiliser un filtre passe-bas afin d'ignorer les données trop dispersées de la tendance. Ici, toutes les valeurs pour lesquelles $x_p/d_{\text{jet}} \geq c_1\alpha + c_0 + 0.2$ ont été éliminées.

Étape 3 : Il faut ensuite itérer les étapes 1 et 2 jusqu'à ce que la droite converge vers la tendance. Dans le cadre de ce travail, trois itérations ont suffi.

ANNEXE G Caractérisation des écarts des vitesses du jet mesuré par rapport à la commande

L'étude des écarts de vitesse entre la consigne et celle déduite des mesures est importante, car elle permet d'apprécier si les résultats sont consistants. Cette section montre les relations qui ont été utilisées pour évaluer les écarts de vitesse.

Puisque la longueur des aiguilles sur le diamètre est grande ($L_{\text{aiguille}}/d_{\text{jet}}=268$), il est possible de supposer que le profil de vitesse à l'intérieur de l'aiguille est complètement développé. Cela permet d'établir la relation entre la vitesse moyenne par rapport à la vitesse maximale, sous la forme suivante :

$$U_{\text{jet,moy}} = \frac{1}{2}U_{\text{jet,max}},$$

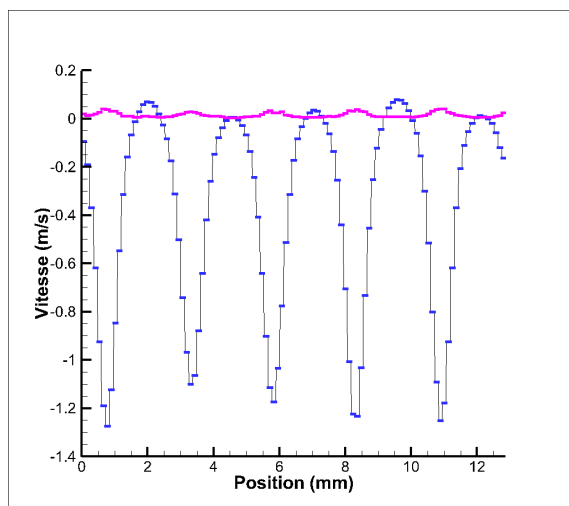
où $U_{\text{jet,moy}}$ est la vitesse moyenne du fluide à l'intérieur de l'aiguille et $U_{\text{jet,max}}$ est sa vitesse maximale.

Ensuite, il est supposé que la vitesse varie peu à une petite distance (environ 0.8 mm) de la sortie des jets, et donc le profil de vitesse est faiblement affecté. C'est à cette distance que deux séries de mesures ont été effectuées en appliquant une consigne moyenne de 600 mm/s et de 800 mm/s. Les résultats associés à ces valeurs se trouvent sur la figure G.1. Il est possible de voir que les vitesses maximales se trouvent aux alentours de 1200 mm/s ou 1600 mm/s selon le cas approprié.

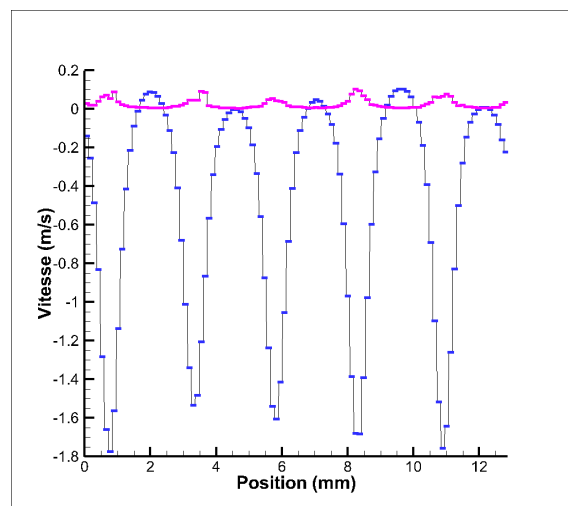
Finalement, l'écart se calcule par la relation :

$$\text{écart} = \frac{2U_{\text{jet,moy}} - U_{\text{jet,max.mesuré}}}{U_{\text{jet,max.mesuré}}} \times 100\%.$$

C'est cette relation qui a permis d'estimer des écarts de 2 à 11% pour les deux scénarios de test. D'après ces résultats, un écart de 10% sera dorénavant utilisé pour définir l'incertitude sur les vitesses du jet.



(a)



(b)

Figure G.1 Profil de vitesse mesuré à d_{jet} de la pointe des aiguilles, en (a) une consigne de 600 mm/s est appliqué et en (b) une consigne de 800 mm/s. Les courbes en bleu représentent la vitesse et en magenta l'écart-type sur 20 échantillons

ANNEXE H Caractérisation des écarts des vitesses de l'écoulement par rapport à la commande

Similairement à l'annexe G, l'écart de vitesse de l'écoulement entre la consigne et celui mesuré est calculé. Un profil de vitesse d'une consigne de 30 mm/s se retrouve sur la figure H.1 La vitesse moyenne de l'écoulement est déterminée par

$$U_{\text{moy., expérimentale}} = \frac{1}{b-a} \int_a^b U(x) dx,$$

où $U(x)$ est la vitesse ponctuelle mesurée, a la borne inférieure à -20 mm et b la borne supérieure à 55 mm. Le calcul de la moyenne donne une valeur de 27.7 mm/s. L'écart est donc défini par

$$\text{écart} = \frac{U_{\text{moy., consigne}} - U_{\text{moy., expérimentale}}}{U_{\text{moy., expérimentale}}} \times 100\%,$$

et cette relation permet d'estimer un déficit de 8% entre la consigne et la valeur mesurée. Ce déficit peut être expliqué par des fuites à travers des composantes de tuyauteries connectées au banc d'essai.

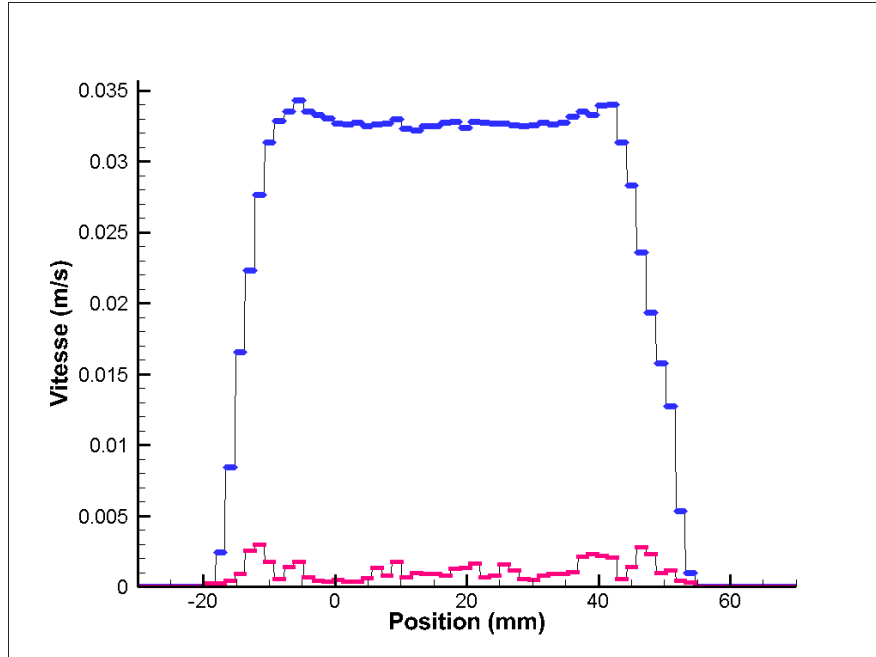


Figure H.1 Profil de vitesse de l'écoulement pour une consigne de 30 mm/s

ANNEXE I À propos de l’auteur

Pour contacter l’auteur, il est possible de se référer à l’une des adresses suivantes :

richard-phat-the.nguyen@polymtl.ca

richardphat@gmail.com