



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale et simulations numériques d'un jet chaud impactant

Pierre Grenson

► **To cite this version:**

Pierre Grenson. Caractérisation expérimentale et simulations numériques d'un jet chaud impactant. Modélisation et simulation. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE), 2016. Français. NNT : . tel-01480278

**HAL Id: tel-01480278**

**<https://hal.science/tel-01480278v1>**

Submitted on 1 Mar 2017

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

---

---

Présentée et soutenue le 06/12/2016 par :

**Pierre GRENSON**

**Caractérisation expérimentale et  
simulations numériques d'un jet chaud impactant**

---

---

## JURY

PASCALE DOMINGO  
MATTHIEU FENOT  
JEAN-MARIE BUCHLIN  
FRANÇOISE DAUMAS-BATAILLE  
LAURENT DESCAMPS  
HUGUES DENIAU  
PHILIPPE REULET  
BERTRAND AUPOIX

Rapporteur  
Rapporteur  
Examinateur  
Examinateur  
Examinateur  
Encadrant Onera  
Co-directeur de thèse  
Directeur de thèse

---

### École doctorale et spécialité :

*MEGEP : Dynamique des fluides*

### Unité de Recherche :

*Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF*

### Directeur(s) de Thèse :

*Bertrand AUPOIX et Philippe REULET*

### Rapporteurs :

*Pascale DOMINGO et Matthieu FENOT*



---

---

## Remerciements

Une thèse est un travail de longueur haleine, à la frontière entre la vie d'étudiant et le monde professionnel. C'est un parcours initiatique de trois années qui a permis au jeune ingénieur que j'étais d'entrevoir la vie de chercheur. Je n'aurais pu le mener à bien sans le concours d'un certain nombre de personnes que je voudrais vivement remercier dans les quelques lignes qui suivent.

Ce travail de thèse a été réalisé et financé par l'ONERA, au sein du Département de Modélisation pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE). Je remercie Pierre Millan, chef du département, et Jean-Luc Vérant, chef de l'unité de recherche TACT, pour m'y avoir accueilli. Dans cet établissement, j'ai bénéficié d'un environnement de recherche remarquable, tant au niveau matériel que humain, sans lequel je n'aurais pu réaliser ce projet. Je désire aussi remercier Corinne Plantade et Valérie Duplessis qui ont participé au bon déroulement de la thèse du point de vue administratif.

Je suis extrêmement reconnaissant envers Pascale Domingo et Matthieu Fénot qui ont accepté de rapporter le présent manuscrit. Ces remerciements s'adressent également aux trois examinateurs : Jean-Marie Buchlin, Laurent Descamps et Françoise Daumas-Bataille, cette dernière m'ayant fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je remercie également mon (turbulent) directeur, Bertrand Aupoix, pour qui cette thèse était sa dernière avant une retraite bien méritée. Merci à toi pour la confiance que tu m'as accordée et la rigueur de tes (nombreuses) corrections. Même si ces dernières m'ont parfois (souvent) énervé, elles ont, sans aucun doute, fait de moi un meilleur chercheur (et surtout un vrai Français!).

J'exprime ma plus profonde gratitude à mes encadrants de thèse, Philippe Reulet et Hugues Deniau. Grâce à toi Philippe, j'ai découvert le monde passionnant (et un peu plus terre à terre) de l'aérodynamique expérimentale. Merci Hugues de t'être investi autant dans ce projet dans lequel tu n'as pourtant été intégré qu'au dernier moment. On en a bavé, hein? Le souvenir de notre relation, qu'elle soit professionnelle ou amicale, restera gravé à jamais dans ma mémoire.

J'aimerais également remercier Gillian Leplat, Francis Michelli, Jean-François Breil et Maxime Forte pour leur aide, au novice que j'étais, dans le montage des essais. Je dois également adresser un remerciement tout particulier à François Chedevergne et Olivier Léon. Leur bienveillance et leurs suggestions ont été capitales dans mon projet scientifique. Ils ont su me redonner confiance lorsque c'était nécessaire.

Je voudrais rendre un hommage à Michel Gazaix. Sans toi, elsA n'aurait jamais pu vivre sur le supercalculateur Occigen et la moitié de ce travail n'aurait pu aboutir. Mon plus grand regret est de ne pas avoir pu terminer cette thèse avant ta disparition. Je garderai un très bon souvenir de nos conversations à bâtons rompus et de ton franc parlé.

J'ai eu la chance d'évoluer dans un environnement propice au travail, mais aussi à la camaraderie. Plus que des collègues, j'ai rencontré à l'ONERA de vrais amis. Merci à tous les doctorants/stagiaires/ « permanents qui vivent comme les doctorants » (je vais probablement en oublier certains mais je vais faire de mon mieux) : Stéphanie Beguet, Jérémie Derré (compagnon de

course rapide), Pierre Doublet, Maxime Bouyges (compagnon de course lent), Loïc Jecker, Jean-Michel Lucas, Gustavo Arroyo, Maxime Itasse, Lucas Pascal (compagnon de douche), Ludivine Gougeon, Sylvain Morilhat, François Laurendeau (compagnon des week-end de rédaction), Rémy Roncen, Vincent Popie, Alexandre Minot, Natacha Szulga, Cécile Dutrion, Lorenzo et Marco (les terrone). Une mention toute spéciale aux locataires du bureau 224, ayant dû supporter le drapeau Belge et la quasi-totalité de mon manuscrit placardé au mur, à savoir Bertrand Gazanion (ayatollah Tecplot), Benjamin Joseph, Guillaume Bégou (ayatollah Latex) et Florian Monteghetti (ayatollah Lyx). Merci au groupe « fil froid », Maxime Forte et François Nicolas. Ne vous inquiétez pas, on le fera ce PRF ! Merci au Bistologue, au Thirsty Monk, à la Cale Sèche, au Fût et à Mesure, au Bar de la Lune, au Dubliner, au Mulli de m'avoir permis de passer si bons moments avec ces amis.

Ces remerciements ne seraient pas complets si je ne mentionnais pas la « Matabiau'Gosse », ce havre de paix, de bonne humeur et de rencontres inoubliables dans lequel j'ai pu me réfugier/ressourcer pour oublier un peu ce satané jet en impact. Merci Q', Luke (et le TBC par la même occasion), VBK, Christophe, Camilla, Guillaume, Nathan, Léon, Antoine de la Chabite, Clément (alias Spiderman). Vous resterez à jamais ma « famille » toulousaine. Je tiens tout particulièrement à remercier Lucas Thiry, mon binôme de Supaero et bien plus encore, qui a eu la gentillesse de relire ce document.

Je tiens bien entendu à rendre hommage à ma famille, bien Belge cette fois, avec qui j'ai partagé mes moments d'euphorie et de déception, inhérents à ce travail très personnel. Je n'aurais pu être ce que je suis aujourd'hui, sans le soutien et la confiance que vous m'avez fournis depuis tout petit.

Merci à Fred et Jamy !

Le dernier mot est pour toi, Florence, mon socle. Notre couple a grandi au cours de ce projet scientifique, que nous avons vécu ensemble malgré le millier de kilomètres nous séparant. Tu le sais, mon amour, notre avenir est magnifique. . .

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Synthèse bibliographique</b>	<b>9</b>
1.1 Définitions et conventions	9
1.1.1 Configuration géométrique	10
1.1.1.1 Géométrie de la buse	10
1.1.1.2 Distance d'impact	10
1.1.1.3 Confinement	11
1.1.2 Configuration aérodynamique	11
1.1.2.1 Nombre de Reynolds	11
1.1.2.2 Caractérisation des écoulements turbulents : la décomposition de Reynolds	12
1.1.2.3 Nombre de Mach	12
1.1.2.4 Conditions d'injection	13
1.1.3 Configuration thermique	14
1.2 Principaux articles de revue	15
1.3 Description aérodynamique	16
1.3.1 Méthodes de mesures	16
1.3.2 Description statistique de l'écoulement	17
1.3.2.1 Jet libre	17
1.3.2.2 Zone d'impact	20
1.3.2.3 Jet pariétal	20
1.3.3 Description instationnaire et topologique de l'écoulement	21
1.3.3.1 Structures de jet libre	21
1.3.3.2 Interaction avec la paroi	25
1.4 Échanges pariétaux	29
1.4.1 Méthodes de mesures	29
1.4.1.1 Coefficient d'échange	29
1.4.1.2 Coefficient de frottement	30
1.4.2 Influence de la configuration sur la distribution des échanges pariétaux	30
1.4.2.1 Influence de la distance d'impact	31
1.4.2.2 Influence du nombre de Reynolds	32
1.4.2.3 Influence de la condition d'injection	33
1.4.2.4 Confinement	33
1.4.2.5 Température du jet	35
1.4.2.6 Corrélations	35
1.4.2.7 Dispersion des résultats expérimentaux	37
1.4.3 Relation entre l'écoulement et la distribution des échanges	38
1.4.3.1 Maximum dans la région d'impact	39

1.4.3.2	Maximum dans le jet pariétal : le « second maximum » . . . . .	39
1.5	Modélisation . . . . .	42
1.5.1	Équations de Navier-Stokes . . . . .	42
1.5.2	Échelles de la turbulence . . . . .	43
1.5.3	Niveaux de modélisation . . . . .	44
1.5.3.1	Simulation numérique directe (DNS) . . . . .	45
1.5.3.2	Approche RANS . . . . .	45
1.5.3.3	Simulation numérique aux grandes échelles (LES) . . . . .	48
1.5.4	Applications sur le jet rond en impact . . . . .	51
1.5.4.1	Approches RANS . . . . .	51
1.5.4.2	Approches DNS . . . . .	53
1.5.4.3	Approches LES . . . . .	53
1.6	Positionnement de la thèse . . . . .	57

## **I Étude expérimentale . . . . . 61**

### **2 Techniques expérimentales . . . . . 63**

2.1	Banc d'essai . . . . .	63
2.1.1	Système d'alimentation . . . . .	63
2.1.2	Système d'injection . . . . .	64
2.1.3	Paroi d'impact . . . . .	65
2.1.4	Contrôle thermique . . . . .	66
2.1.5	Système de déplacement . . . . .	67
2.2	Vélocimétrie laser à franges (LDV) . . . . .	67
2.2.1	Principe . . . . .	68
2.2.2	Chaîne de mesure . . . . .	68
2.2.3	Configurations de mesure . . . . .	71
2.2.4	Calcul des statistiques . . . . .	72
2.2.5	Calcul des spectres . . . . .	73
2.3	Vélocimétrie par images de particules (S-PIV) . . . . .	76
2.3.1	Principe de la méthode . . . . .	76
2.3.2	Description de la chaîne de mesure . . . . .	77
2.3.3	Configurations de mesure . . . . .	81
2.3.4	Traitement des images . . . . .	82
2.3.5	Algorithme de détection de structures . . . . .	89
2.3.5.1	Présentation des méthodes . . . . .	89
2.3.5.2	Application sur un instantané représentatif . . . . .	93
2.4	Thermométrie fil froid . . . . .	95
2.4.1	Principe . . . . .	95
2.4.2	Description de la chaîne de mesure . . . . .	95
2.4.3	Configuration de mesure . . . . .	99
2.4.4	Traitement . . . . .	100
2.5	Thermographie en Face Arrière (ThEFA) . . . . .	100
2.5.1	Configuration thermique . . . . .	100
2.5.2	Principe . . . . .	102
2.5.3	Application de la méthode à notre configuration . . . . .	103
2.5.3.1	Mesure de la température durant le transitoire . . . . .	103
2.5.3.2	Résolution du problème inverse . . . . .	104
2.5.3.3	Résultats . . . . .	105

2.5.4	Influence des paramètres et incertitudes . . . . .	108
<b>3</b>	<b>Caractérisation aérodynamique et thermique</b>	<b>111</b>
3.1	Caractérisation statistique . . . . .	111
3.1.1	Condition d'injection . . . . .	111
3.1.2	Caractérisation du jet libre . . . . .	114
3.1.3	Caractérisation statistique du jet en impact . . . . .	115
3.1.3.1	Structuration aérodynamique . . . . .	115
3.1.3.2	Structuration thermique . . . . .	124
3.1.4	Correction géométrique . . . . .	128
3.1.5	Échanges de chaleur sur la paroi d'impact . . . . .	128
3.2	Caractérisation topologique . . . . .	130
3.2.1	Localisation des structures . . . . .	130
3.2.2	Champs aérodynamiques autour d'une structure primaire . . . . .	132
3.2.3	Coupe transversale dans le jet . . . . .	134
3.3	Caractérisation fréquentielle . . . . .	135
3.3.1	Observation de fréquences caractéristiques . . . . .	135
3.3.2	Cartographies fréquentielles . . . . .	136
3.3.2.1	Fréquence fondamentale . . . . .	137
3.3.2.2	Fréquences supérieures . . . . .	139
<b>II</b>	<b>Étude numérique</b>	<b>147</b>
<b>4</b>	<b>Simulations RANS</b>	<b>149</b>
4.1	Paramètres de la simulation . . . . .	149
4.1.1	Modèles évalués . . . . .	149
4.1.2	Domaine de calcul et configuration thermique . . . . .	150
4.1.3	Solveur . . . . .	151
4.1.4	Maillage . . . . .	152
4.2	Comparaisons des modèles aux mesures expérimentales . . . . .	152
4.2.1	Champs aérodynamiques et thermiques . . . . .	152
4.2.2	Échanges thermiques à la paroi . . . . .	158
4.3	Influence de la concavité . . . . .	160
4.4	Influence de la condition thermique . . . . .	161
<b>5</b>	<b>Mise en place d'une simulation LES</b>	<b>165</b>
5.1	Stratégie pour la résolution des équations LES . . . . .	165
5.2	Configuration simulée et maillage . . . . .	167
5.2.1	Domaine de calcul . . . . .	167
5.2.2	Stratégie de maillage . . . . .	168
5.2.2.1	Topologie . . . . .	168
5.2.2.2	Discrétisation spatiale . . . . .	170
5.2.3	Conditions limites . . . . .	172
5.3	Stratégie pour la perturbation de l'écoulement . . . . .	173
5.3.1	Perturbations . . . . .	173
5.3.2	Simulation d'une conduite longue . . . . .	175
5.4	Stratégie de simulation . . . . .	180
5.4.1	Temps de simulation . . . . .	180
5.4.2	Utilisation de ressources sur supercalculateur . . . . .	180



5.4.3	Données extraites . . . . .	181
<b>6</b>	<b>Caractérisation de l'écoulement de jet en impact par simulation LES</b>	<b>185</b>
6.1	Caractérisation statistique . . . . .	185
6.1.1	Structuration de l'écoulement . . . . .	185
6.1.1.1	Champ aérodynamique . . . . .	185
6.1.1.2	Champ thermique . . . . .	195
6.1.2	Échanges pariétaux . . . . .	197
6.1.2.1	Échanges de chaleur . . . . .	197
6.1.2.2	Frottement . . . . .	198
6.1.3	Lien entre les champs statistiques et le second maximum . . . . .	199
6.2	Caractérisation topologique . . . . .	200
6.3	Caractérisation fréquentielle . . . . .	205
6.3.1	Longueur d'onde de coupure LES . . . . .	205
6.3.2	Cartographies fréquentielles . . . . .	206
6.4	Investigation des mécanismes dynamiques liés au second maximum . . . . .	212
6.4.1	Rôle de la structure primaire . . . . .	213
6.4.1.1	Cartographies spatio-temporelles . . . . .	213
6.4.1.2	Distribution locale du coefficient d'échange et des régions décollées . . . . .	215
6.4.2	Densités de probabilité . . . . .	218
6.4.3	Analyse des points chauds . . . . .	219
6.4.3.1	Catégories de points chauds . . . . .	219
6.4.3.2	Champ aérothermique local . . . . .	221
6.4.4	Synthèse . . . . .	223
	<b>Conclusion</b>	<b>227</b>

---

---

# Introduction

Cette thèse est dédiée à la caractérisation d'un écoulement de jet en impact. Cet écoulement constitue un moyen efficace pour échanger de la chaleur entre un fluide et une paroi solide. On le retrouve dans un grand nombre de dispositifs de chauffage ou de refroidissement pour des applications industrielles où une efficacité élevée est recherchée.

## Contexte industriel

Dans le contexte de l'aéronautique, ces dispositifs sont actuellement utilisés sur les avions pour deux applications distinctes : le refroidissement des aubes de turbine et le chauffage des bords d'attaque au niveau des voilures.

### Refroidissement des aubes

La figure 1 présente un turboréacteur double-flux aujourd'hui largement utilisé pour la pro-

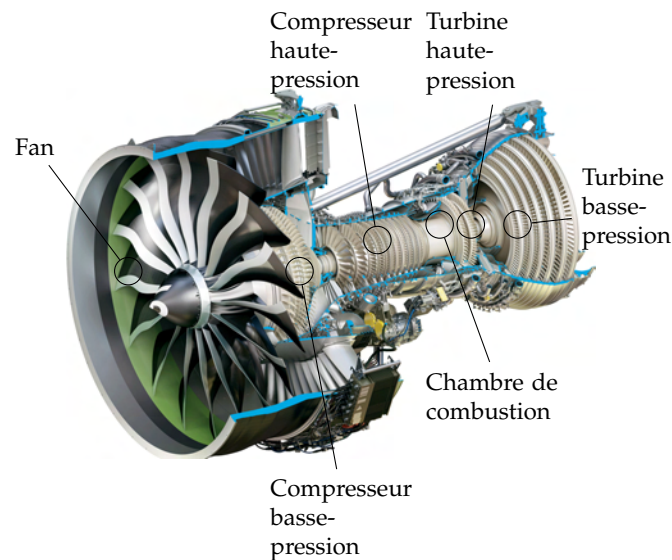


FIGURE 1 – Turboréacteur double-flux LEAP (Safran Aircraft Engines).

pulsion des avions civils. Les gaz chauds et comprimés issus de la chambre de combustion sont acheminés vers les différents étages de la turbine afin d'être convertis en énergie mécanique. Cette énergie permet d'entraîner les différents étages du compresseur (haute-pression et basse-pression) et le fan, qui assure la majorité de la poussée générée par le moteur. À l'heure actuelle, l'amélioration du rendement du moteur passe par une augmentation de la température à l'entrée de la turbine (TET). Dans les moteurs actuels, cette dernière peut atteindre les 2 000°C. Cette température dépasse la limite critique de résistance mécanique des meilleurs alliages. L'adjonction d'un

dispositif de refroidissement est donc impératif afin d'assurer aux aubes une durée de vie acceptable (environ 20 000 heures de vol sur un avion civil). La méthode actuellement privilégiée par les motoristes consiste à prélever de l'air « frais » (à une température d'environ 600°C) au niveau du compresseur haute-pression et à le conduire jusqu'à l'intérieur des aubages. La figure 2a re-

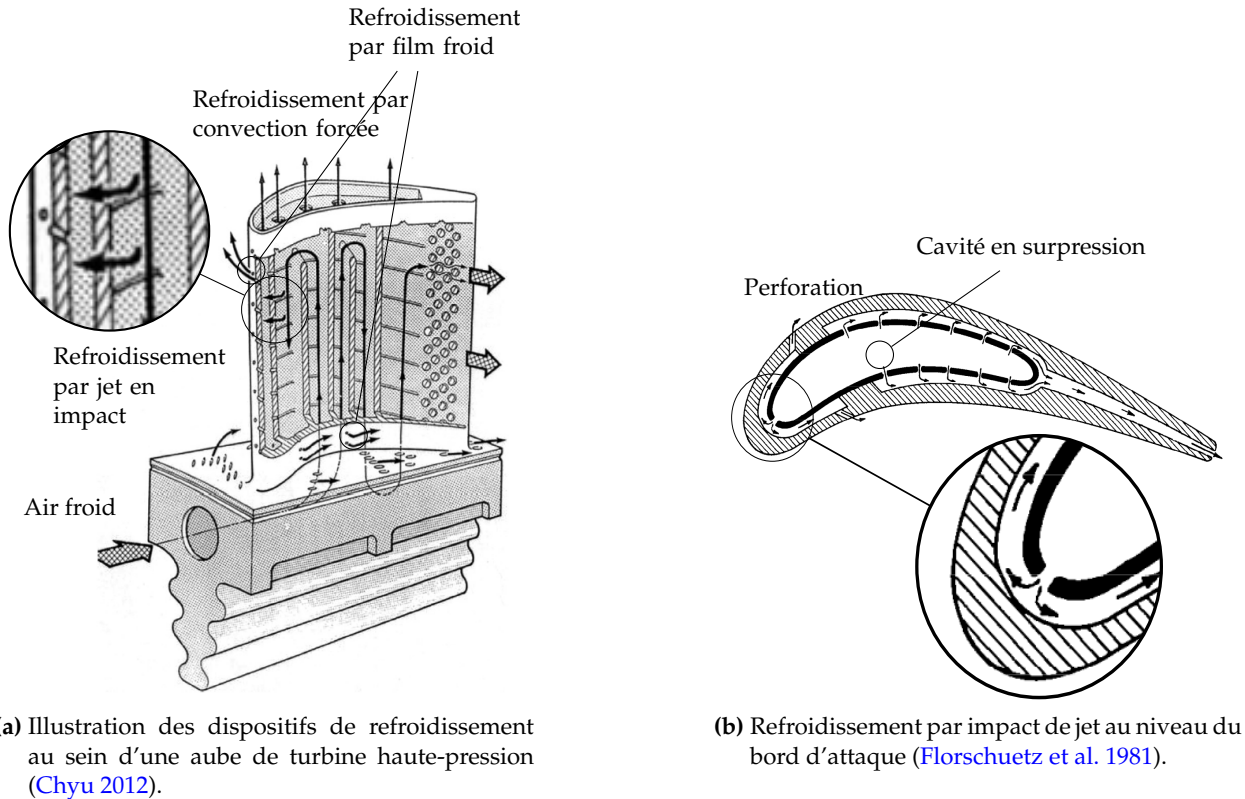


FIGURE 2 – Refroidissement des aubes de turbine.

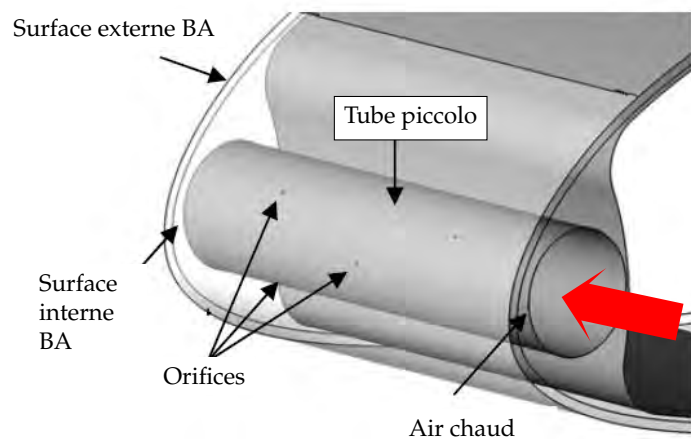
présente le trajet emprunté par l'air frais à l'intérieur d'une aube de la turbine haute-pression, soumise aux températures les plus élevées. Cet air parcourt un circuit complexe afin d'optimiser les échanges thermiques par convection forcée. La figure 2b représente une vue en coupe et montre un dispositif de jet en impact utilisé pour refroidir le bord d'attaque de l'aube, qui constitue sa partie la plus exposée. L'air s'échappe d'une cavité, maintenue en surpression, au travers d'un petit orifice et impacte la partie interne de l'aube. Les figures 2a et 2b font également apparaître une série de perforations réalisées au niveau de la surface externe de l'aube. Elles permettent à l'air de s'échapper dans le but de créer un film continu protégeant la paroi externe de l'aube des gaz chauds.

### Chauffage des ailes

Sous certaines conditions atmosphériques, l'impact de fines gouttelettes d'eau présentes dans l'air peut provoquer une accréation de glace sur les bords d'attaque des voilures des aéronefs (figure 3a), avec un risque de dégradation des performances aérodynamiques et perte de contrôle de l'aéronef. Afin de prévenir ce phénomène, des systèmes d'anti-givrage ont été mis au point. Certains utilisent une stratégie analogue au refroidissement des aubes de turbines : de l'air « chaud » (à une température d'environ 250°C) est prélevé au niveau du compresseur basse-pression pour être acheminé vers un dispositif *piccolo* (figure 3b). Il s'agit d'une longue conduite placée à l'intérieur de l'aile et longeant le bord d'attaque. Il est percé de multiples petits orifices par lesquels



(a) Accrétion de givre sur le bord d'attaque d'une aile.



(b) Dispositif de jets en impact issu d'un tube piccolo.

FIGURE 3

s'échappe l'air sous-pression. Cet air chaud impacte alors la partie interne du bord d'attaque permettant de chauffer la partie externe afin d'empêcher la glace de se former.

Dans le contexte industriel actuel, le dimensionnement des dispositifs de jet en impact qui viennent d'être présentés repose principalement sur l'utilisation de corrélations empiriques et de simulations numériques de type RANS. Ces dernières présentent l'avantage d'être peu coûteuses. En contrepartie, elles nécessitent un degré de modélisation élevé. Les dispositifs de jet en impact se sont avérés difficiles à modéliser à cause de la complexité de l'écoulement. Ainsi, les modélisations actuelles ne sont pas encore capables de prévoir de manière satisfaisante le niveau des échanges de chaleur sur la paroi impactée. De plus, la forme particulière que revêt la distribution de ces échanges sous certaines conditions restreint fortement le domaine de validité des corrélations empiriques.

Ces limitations empêchent les industriels de mettre au point des dispositifs optimaux, les obligeant à employer des coefficients de sécurité importants. Un refroidissement ou un chauffage excessif n'est pas souhaitable dans la mesure où tout l'air prélevé sur le compresseur ne sera pas utile à la propulsion du moteur, entraînant une dégradation des performances globales de celui-ci.

## Contexte scientifique

La complexité de l'écoulement de jet en impact, que l'on vient de mentionner, a conduit les scientifiques à se concentrer sur des configurations très simples du point de vue géométrique. La plus répandue est celle du jet rond impactant normalement une paroi plane (figure 4a). La distribution et l'intensité des échanges de chaleur au niveau de la paroi d'impact sont exprimés à partir du nombre de Nusselt  $Nu_D$ . Ces échanges dépendent principalement du nombre de Reynolds  $Re_D$ , basé sur la vitesse du jet et le diamètre de l'injecteur  $D$ , de la distance d'impact  $H/D$  et des conditions de sortie de l'injecteur (profil de vitesse et taux de turbulence). L'écoulement s'établissant entre la sortie de l'injecteur et la paroi est généralement divisé en trois régions : le jet libre ❶, la région d'impact ❷ et le jet pariétal ❸. Ces régions exhibent des propriétés différentes qui expliquent la complexité de cet écoulement : couche cisailée dans le jet libre, forte déviation de l'écoulement dans la région d'impact et gradient de pression adverse lors du développement du jet pariétal. Le caractère hautement instationnaire et la présence d'une variété de structures

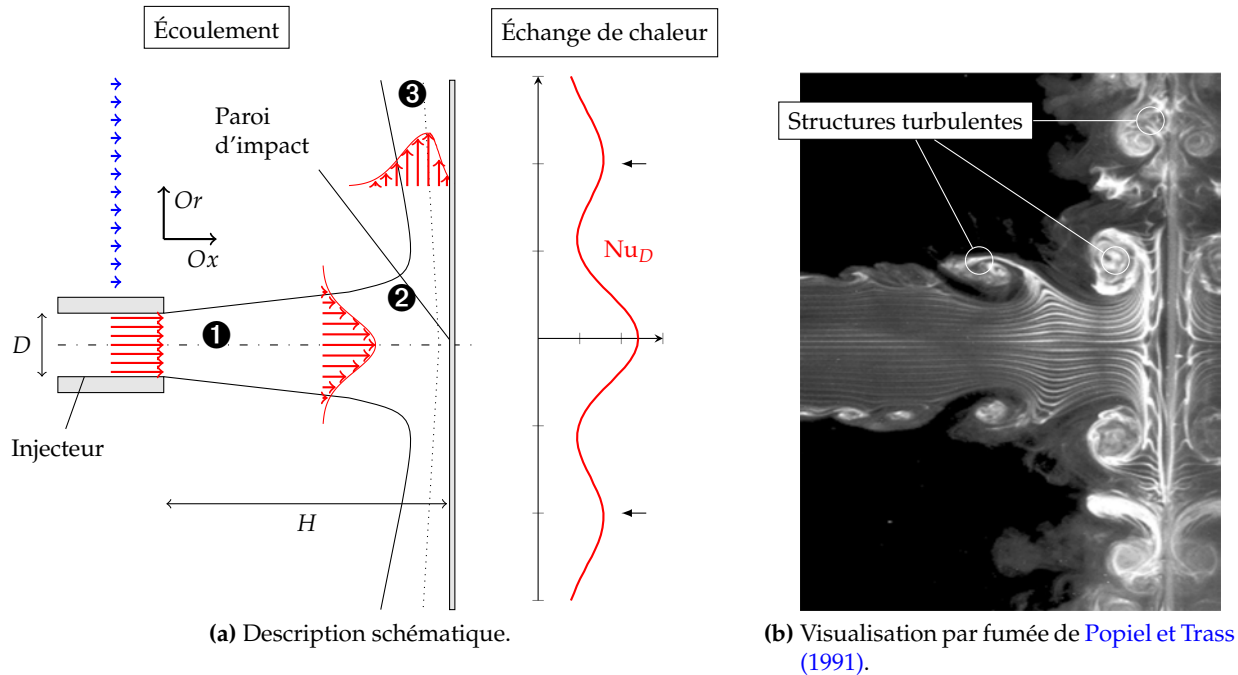


FIGURE 4 – Phénoménologie de l'écoulement de jet en impact.

turbulentes, comme illustré à la figure 4b, justifie également l'intérêt scientifique porté sur cet écoulement.

### Études expérimentales

Depuis les années 1960, un grand nombre d'études expérimentales a été dédié à la configuration de jet en impact, comme l'atteste notamment la récente revue de [Carlomagno et Ianiro \(2014\)](#) sur le sujet. [Baughn et Shimizu \(1989\)](#) ont mesuré la distribution du nombre de Nusselt pour un jet isotherme impactant une paroi chauffée, à un nombre de Reynolds  $Re_D$  de 23 000. Ces mesures ont permis de mettre évidence une répartition particulière des échanges de chaleur pour les faibles distances d'impact ( $H/D < 4$ ), avec l'apparition d'un « second maximum » dans la distribution du nombre de Nusselt (figure 4a, à droite). Cependant, aucune caractérisation des champs aérodynamiques n'a été réalisée. [Cooper et al. \(1993\)](#) ont donc effectué des mesures de vitesse à l'aide d'une sonde fil chaud pour une configuration similaire de jet en impact à  $Re_D = 23\,000$  et  $H/D = 2$ . Cette étude a constitué la première véritable caractérisation aérodynamique des champs moyens et fluctuants dans l'ensemble de l'écoulement. Cette configuration a ensuite été reprise par plusieurs auteurs dans le cadre de mesures PIV ([Geers 2004](#)) et LDV ([Tummers et al. 2011](#)). Ceci explique le choix fait par de nombreux auteurs d'utiliser cette configuration particulière pour valider leurs simulations numériques.

Les nombreuses expériences menées sur les jets ronds en impact ont montré la sensibilité des échanges de chaleur à différents paramètres tels que, outre le nombre de Reynolds et la distance d'impact, l'état du jet en sortie de la buse ([Hoogendoorn 1977](#)), le confinement ([Ashforth-Frost et Jambunathan 1996a](#)) ou la température du jet ([Fénot et al. 2005](#)). Parmi ces expériences, il est cependant assez rare de trouver des données obtenues sur une configuration unique et qui concernent à la fois les champs aérodynamiques et la répartition des échanges de chaleur à la paroi. De plus, les travaux de [Behnia et al. \(1999\)](#) ont mis en évidence une différence entre les mesures du flux de chaleur pour des configurations *a priori* identiques mais obtenues par des équipes différentes.

Depuis les années 2000, le développement des méthodes PIV a permis de mettre en évidence l'organisation à grande échelle de l'écoulement au travers des études de [Violato et al. \(2012\)](#) et [Sodjavi et al. \(2016\)](#) réalisées pour de faibles distances d'impact. Ces études ont montré l'apparition d'un décollement instationnaire résultant de l'interaction d'une structure turbulente issue du jet libre avec la paroi. La présence de ce décollement a été rendu responsable du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt. Malheureusement, ces études sont restées limitées à de faibles nombres de Reynolds  $Re_D$ , inférieurs à 5 000.

Un rapide bilan des études expérimentales fait donc apparaître que la configuration de jet en impact a été caractérisée par de nombreuses mesures indépendantes. Cependant, deux limites apparaissent. Premièrement, les configurations à haut nombre de Reynolds et jet chaud, plus représentatives de celles rencontrées dans les applications industrielles, ont été peu étudiées. Deuxièmement, les nombreux paramètres influençant l'écoulement compliquent l'élaboration d'une base de donnée expérimentale fiable à partir des résultats disponibles dans la littérature.

## Études numériques

Dès les années 1980 et l'apparition de la simulation numérique des écoulements (CFD, « Computational Fluid Dynamics »), diverses modélisations ont été proposées pour le jet en impact et évaluées à partir des bases de données expérimentales disponibles. La revue de synthèse de [Zuckerman et Lior \(2006\)](#) sur le sujet rend compte de la difficulté pour les modèles stationnaires de type RANS à prévoir correctement les échanges de chaleur, notamment pour les faibles distances d'impact auxquelles sont associées la présence du second maximum.

À partir du milieu des années 2000 et grâce aux rapides progrès dans la performance des calculateurs, des simulations numériques instationnaires « haute-fidélité » (LES, DNS) ont pu être entreprises sur des configurations de jet en impact. [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) ont mis en place une simulation aux grandes échelles (LES, « Large-Eddy Simulation ») de la configuration de [Cooper et al. \(1993\)](#) et [Baughn et Shimizu \(1989\)](#) ( $Re_D = 23\,000$  et  $H/D = 2$ ). Les niveaux et la distribution des échanges ont été correctement reproduits. Les données récoltées ont permis de mettre en évidence le rôle dynamique tourbillonnaire de l'écoulement sur les échanges pariétaux. Leurs analyses ont notamment suggéré un lien entre l'apparition d'un décollement instationnaire au-dessus de la paroi et le second maximum. Quelques années plus tard, [Uddin et al. \(2013\)](#) ont réalisé une simulation LES de la même configuration. Malgré la reproduction correcte du second maximum, aucun décollement n'a été observé, excluant le scénario de [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#). Très récemment, [Dairay et al. \(2015\)](#) ont réalisé une simulation numérique directe (DNS) d'une configuration à plus faible nombre de Reynolds ( $Re_D = 10\,000$ ). Ces derniers ont proposé un nouveau scénario, dans lequel l'instabilité de la structure secondaire, associée au décollement instationnaire, jouerait un rôle important. Une configuration à un nombre de Reynolds plus élevé ( $Re_D = 70\,000$ ) a également fait l'objet d'une simulation LES ([Lodato et al. 2009](#)). Cependant, le maillage utilisé n'est pas suffisamment raffiné au voisinage de la paroi pour la considérer comme « résolue à la paroi ». D'autre part, aucune analyse des échanges de chaleur n'a été abordée.

## Objectifs de la thèse

Il ressort de cette analyse que les jets isothermes pour un nombre de Reynolds intermédiaire (jusqu'à  $Re_D = 23\,000$ ) et à faible distance d'impact ont été caractérisés par de nombreuses études expérimentales et numériques. Cependant, ces configurations ne sont pas représentatives de certaines applications industrielles exhibant des nombres de Reynolds plus élevés. En outre, les jets associés à ces applications sont généralement non-isothermes (comme dans les dispositifs de refroidissement/chauffage présentés ci-dessus). Par ailleurs, la validation des simulations s'effectue

généralement à partir de données expérimentales incomplètes obtenues par des auteurs différents, induisant irrémédiablement un biais entre les caractéristiques de la configuration simulée et celles de la base de donnée. Les conditions d'essai ne sont, de plus, pas toujours clairement précisées. Enfin, les scénarios physiques proposés pour expliquer l'apparition du second maximum ne sont toujours pas clairement établis et présentent encore des contradictions entre auteurs.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à caractériser une configuration de jet chaud à faible distance d'impact et pour un nombre de Reynolds élevé par

- ▷ la création d'une base de donnée expérimentale complète donnant accès aux propriétés statistiques, topologiques et fréquentielles de l'écoulement;
- ▷ la réalisation de simulations numériques capables de reproduire précisément les propriétés statistiques et dynamiques de l'écoulement dans le but de mieux comprendre les mécanismes favorisant l'émergence du second maximum.

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre du projet de recherche fédérateur « PRF Jet », ayant regroupé plusieurs départements de l'Onera sur une thématique commune entre 2012 et 2015. Son objectif était « de mettre au point et développer les outils et les connaissances sur des configurations fondamentales, pour lesquelles la complexité géométrique n'est pas le facteur principal mais dont le résultat est essentiellement piloté par la physique ». Les travaux associés à cette thèse ont été conduits dans la cadre de la tâche « aérothermique » pour laquelle une configuration particulière de jet en impact a été sélectionnée :

Configuration géométrique	$H/D = 3$ Injecteur : conduite pleinement développée
Configuration aérodynamique	$Re_D = 60\,000$
Configuration thermique	$T_j = 130\text{ °C}$ $T_e = 25\text{ °C}$ paroi isotherme

TABLE 1 – Paramètres sélectionnés pour la configuration de jet en impact.

## Organisation du mémoire

Le présent manuscrit est organisé en six chapitres.

- ▷ Chapitre 1

Le premier chapitre sera dédié à la synthèse bibliographique sur les configurations de jet en impact. Il poursuivra plusieurs objectifs. Nous chercherons premièrement à présenter l'état actuel de compréhension de cet écoulement complexe et des mécanismes liés à la distribution des échanges de chaleur au niveau de la paroi, afin de mettre en évidence les zones d'ombres qui subsistent encore. Nous effectuerons également un tour d'horizon des méthodes expérimentales mises en œuvre sur ces configurations ainsi que les différents paramètres étudiés. Cette analyse permettra de mettre en évidence le caractère singulier de notre configuration. Enfin, ce chapitre présentera

---

les différents niveaux de modélisations (RANS, LES, DNS) ayant été appliqués aux configurations de jet en impact.

Après ce premier chapitre, le manuscrit s'articule autour de deux grandes parties. L'une traitant des aspects expérimentaux et l'autre dédiée aux simulations numériques.

## **Partie I : Étude expérimentale**

### ▷ Chapitre 2

Dans ce chapitre, on présentera les différents moyens de mesure ayant été mis en œuvre pour caractériser notre écoulement de jet en impact. On y décrira le banc d'essai et les méthodes expérimentales que nous avons sélectionnées afin d'accéder à la mesure des champs aérodynamiques et thermiques, moyens et instationnaires, permettant une description suffisante de l'écoulement dans l'optique de valider une simulation numérique « haute-fidélité ». Pour chaque méthode, on justifiera les choix qui ont été effectués afin de garantir une mesure fiable. Dans certains cas, la mise en place d'outils de post-traitement adaptés sera également abordée.

### ▷ Chapitre 3

Les mesures obtenues à l'aide du dispositif expérimental seront utilisées pour fournir la première caractérisation complète d'une configuration de jet chaud en impact à grand nombre de Reynolds. Les données récoltées nous permettront d'analyser l'écoulement du point de vue statistique, topologique et fréquentiel. Une attention particulière sera portée sur la dynamique des grandes structures observées dans l'écoulement, sachant qu'elles peuvent être reliées au second maximum dans la distribution des échanges de chaleur.

## **Partie II : Étude numérique**

La base de donnée ainsi constituée, la démarche consistera à mettre en place deux types de simulations numériques visant à reproduire la configuration expérimentale.

### ▷ Chapitre 4

On réalisera tout d'abord des simulations numériques à l'aide de l'approche RANS, peu coûteuse mais basée sur un fort degré de modélisation. Nous évaluerons sur notre configuration la pertinence des deux modèles reconnus comme les meilleurs pour la prévision des échanges pariétaux dans le cadre des jets en impact.

### ▷ Chapitre 5

On se consacrera ensuite à la mise en place d'une simulation numérique instationnaire de type LES. Ce type de simulation repose sur un degré de modélisation moindre que dans l'approche RANS mais nécessite, en contrepartie, une discrétisation fine de l'écoulement dans un domaine tridimensionnel. Dans ce but, un maillage structuré respectant les critères contraignants d'une simulation LES dite *résolue à la paroi* devra être construit. Le caractère instationnaire de ce type de simulation nous obligera également à mettre en œuvre une stratégie de perturbation de l'écoulement en amont de la sortie du jet afin de reproduire les conditions mesurées.

### ▷ Chapitre 6

Dans ce dernier chapitre, on validera la simulation LES du point de vue statistique, topologique et fréquentiel en la confrontant aux données expérimentales. Les données 3D instationnaires seront alors mises à profit pour clarifier les mécanismes liés à l'apparition du second maximum dans la distribution des échanges à la paroi. On s'intéressera notamment à l'apparition de régions décollées et à leurs effets sur les distributions instantanées des échanges de chaleur dans le but d'accréditer/discrétiser les différents scénarios proposés dans la littérature.



## Production scientifique

Les chapitres 2 et 3 ont fait l'objet d'une publication dans un journal et de communications lors de deux congrès :

- ▷ Pierre Grenson, Olivier Léon, Philippe Reulet, Bertrand Aupoix, Investigation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number : An extensive experimental approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, volume 102, novembre 2016, pages 801-815
- ▷ Pierre Grenson, Philippe Reulet et Bertrand Aupoix, Flow dynamics and heat transfer of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number, *51st International Conference on Applied Aerodynamics*, 4-6 avril 2016, Strasbourg, France
- ▷ Pierre Grenson, Philippe Reulet et Bertrand Aupoix, Étude expérimentale aérodynamique et thermique d'un jet rond chauffé impactant une paroi plane, In *Congrès Français de Thermique*, 31 mai-3 juin 2016, Toulouse, France.

Les chapitres 5 et 6 ont fait l'objet d'une communication à un congrès :

- ▷ Pierre Grenson, Hugues Deniau et Bertrand Aupoix, LES of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number, *11th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, 21-23 septembre 2016, Palerme, Italie.

Un article est en cours de rédaction.

Enfin, la base de donnée expérimentale et les résultats de la simulation LES ont été confrontés aux résultats de simulations DNS et ZDES réalisées dans un autre département de l'Onera dans le cadre du « PRF Jet » :

- ▷ Fabien Gand, Pierre Grenson, Ivan Mary, Hugues Deniau, Philippe Reulet, Bertrand Aupoix 2016. Experimental and numerical investigation of a heated impinging jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number. *6th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, 26-28 septembre 2016, Strasbourg, France.

---

---

## Chapitre 1

---

# Synthèse bibliographique

---

1.1 Définitions et conventions . . . . .	9
1.2 Principaux articles de revue . . . . .	15
1.3 Description aérodynamique . . . . .	16
1.4 Échanges pariétaux . . . . .	29
1.5 Modélisation . . . . .	42
1.6 Positionnement de la thèse . . . . .	57

---

Ce premier chapitre vise à présenter l'état de l'art en matière de compréhension et de modélisation des configurations de jet en impact. On présente tout d'abord quelques définitions et conventions utilisées dans la suite du document. Après avoir présentés les principales revues sur le sujet, on s'intéresse à la phénoménologie et aux caractéristiques de l'écoulement de jet en impact telles qu'elles ont été mises en évidence à l'occasion du grand nombre d'expériences réalisées sur cette configuration. On spécifiera également les techniques expérimentales employées ainsi que les paramètres des études. Les résultats issus de simulations numériques haute-fidélité sont également décrits dans la mesure où ils sont, dans certains cas, l'unique source permettant d'accéder à une compréhension fine de l'écoulement. Enfin, on traitera spécifiquement des problématiques de modélisation en balayant les différentes stratégies de simulation numérique (RANS, LES, DNS) et leur capacité à reproduire l'écoulement de jet en impact.

Au vu de la quantité impressionnante d'études réalisées sur la thématique, on s'attachera en priorité à présenter les publications les plus récentes afin de brosser l'état de l'art actuel. Pour les publications plus anciennes, seules celles ayant eu un grand impact ou simplement considérées comme référence majeure pour le sujet seront mentionnées.

### 1.1 Définitions et conventions

L'objectif de cette section est de définir les conventions et les paramètres principaux (géométriques, aérodynamiques et thermiques) associés aux configurations de jet en impact.

## 1.1.1 Configuration géométrique

### 1.1.1.1 Géométrie de la buse

Dans la majorité des études rapportées dans la littérature, on distingue deux grands types de configurations :

- ▷ Je jet circulaire ou rond (figure 1.1a), caractérisé par son diamètre  $D$ ;
- ▷ Je jet rectangulaire ou plan ou de fente ou « 2D » (figure 1.1b), caractérisé par sa largeur  $B$ . La longueur est très grande (théoriquement infinie) devant la largeur.

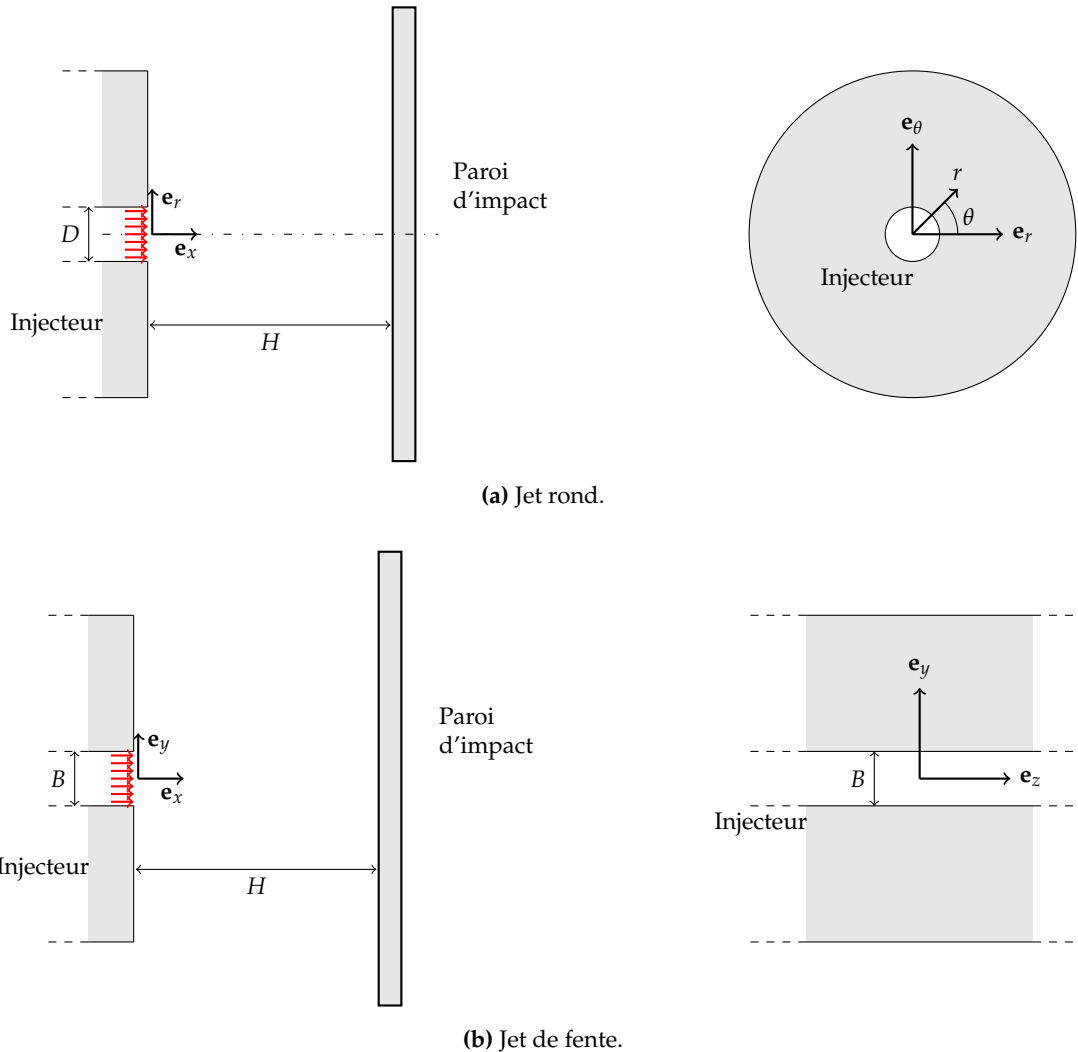


FIGURE 1.1 – Géométries d'injecteur.

Même s'ils partagent des caractéristiques dynamiques et thermiques très similaires, il reste préférable de bien les distinguer. Notamment, à cause de son expansion radiale, l'écoulement pariétal d'un jet circulaire (section 1.3.2.3) subit un ralentissement plus rapide qu'un jet de fente. Notre étude traitera d'un jet rond.

### 1.1.1.2 Distance d'impact

La configuration générique la plus simple et généralement la plus rencontrée est celle d'un jet injecté perpendiculairement à une surface plane située à une distance  $H$  de l'injecteur. Le rap-

port d'aspect  $H/D$  pour un jet rond ou  $H/B$  pour un jet de fente est appelé *distance d'impact*. On verra dans la suite que la distance d'impact influence fortement les propriétés de l'écoulement (section 1.4.2.1).

Par convention, l'origine du repère est placé au centre du plan de sortie du jet. La direction axiale, parallèle à la direction principale du fluide injecté et perpendiculaire à la paroi d'impact est donnée par l'axe  $\mathbf{e}_x$ . En fonction de la géométrie, on travaillera avec un repère cylindrique  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta)$  (jet rond) ou un repère cartésien  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$  (jet de fente).

### 1.1.1.3 Confinement

Le confinement du jet est lié à la présence ou non d'une paroi autre que la paroi d'impact. Trois types de configurations sont généralement traités dans la littérature (figure 1.2) :

- ▷ Jet non-confiné : la seule paroi présente est la paroi d'impact. L'épaisseur de la buse est très faible vis-à-vis de son diamètre  $D$ . Dans ce cas, le fluide entraîné par le jet provient d'une région amont à la sortie.
- ▷ Jet semi-confiné : une paroi horizontale est présente au niveau du plan de sortie du jet;
- ▷ Jet confiné : une paroi horizontale est présente au niveau du plan de sortie du jet tandis qu'une paroi verticale bloque l'expansion de l'écoulement pariétal.

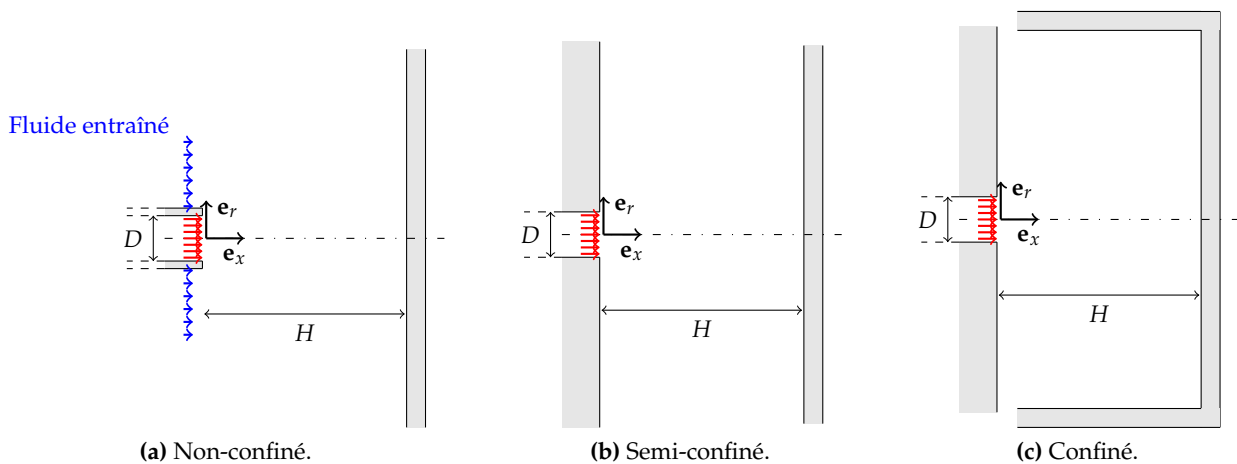


FIGURE 1.2 – Types de confinement.

On verra dans la suite que l'écoulement de jet en impact peut, dans certains cas, se montrer sensible au confinement (section 1.4.2.4).

## 1.1.2 Configuration aérodynamique

### 1.1.2.1 Nombre de Reynolds

L'écoulement à la sortie de l'injecteur est caractérisé par le nombre de Reynolds  $Re_D$  défini comme :

$$Re_D = \frac{U_j D}{\nu} \quad (1.1)$$

Il est basé sur le diamètre de l'injecteur  $D$ , la viscosité du fluide  $\nu$  et la vitesse débitante  $U_j$ , qui représente la vitesse moyenne du jet au niveau du plan de sortie. Pour un jet rond, on a :

$$U_j = \frac{2}{R^2} \int_0^R u_x(r) r dr \quad (1.2)$$

avec  $R = D/2$  le rayon de l'injecteur.

Le nombre de Reynolds  $Re_D$  est le paramètre de similitude quantifiant l'importance relative des effets inertiels (convection) sur les effets visqueux (diffusion). Plus ce dernier sera élevé, plus l'écoulement présentera un caractère turbulent. On verra dans la suite que le nombre de Reynolds  $Re_D$  fixe le régime du jet (section 1.3.3.1) et influence les transferts de chaleur pariétaux (section 1.4.2.2).

### 1.1.2.2 Caractérisation des écoulements turbulents : la décomposition de Reynolds

L'étude des écoulements turbulents instationnaires par nature, se fait généralement à l'aide de la décomposition de Reynolds. Toute quantité  $f$  (vitesse, pression, température, etc.) en un point  $\mathbf{x}$  de l'espace et au temps  $t$  est décomposée en une partie moyenne et une partie fluctuante :

$$f(\mathbf{x}, t) = \underbrace{\langle f(\mathbf{x}, t) \rangle_E}_{\text{partie moyenne}} + \underbrace{f'(\mathbf{x}, t)}_{\text{partie fluctuante}} \quad (1.3)$$

avec  $\langle \rangle_E$  l'opérateur de moyenne d'ensemble. Si la grandeur  $f(\mathbf{x}, t)$  présente la propriété d'ergodicité, l'opérateur de moyenne temporelle :

$$\langle f \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt \quad (1.4)$$

peut être utilisé à la place de la moyenne d'ensemble  $\langle f(\mathbf{x}, t) \rangle_E = \langle f(\mathbf{x}) \rangle$ . La turbulence est alors caractérisée par la moyenne quadratique  $\langle f'^2 \rangle$ . En particulier, les fluctuations de vitesse sont caractérisées par le tenseur de Reynolds :

$$-\rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle (\mathbf{x}) = -\rho \begin{pmatrix} \langle u_x'^2 \rangle & \langle u_x' u_r' \rangle & \langle u_x' u_\theta' \rangle \\ \langle u_x' u_r' \rangle & \langle u_r'^2 \rangle & \langle u_r' u_\theta' \rangle \\ \langle u_x' u_\theta' \rangle & \langle u_r' u_\theta' \rangle & \langle u_\theta'^2 \rangle \end{pmatrix} (\mathbf{x}) \quad (1.5)$$

Physiquement, ce dernier correspond à des contraintes turbulentes. Dans la mesure où l'écoulement moyen d'une configuration de jet rond est axisymétrique, *i.e.* il présente une invariance dans la direction azimutale, le tenseur de Reynolds peut se réduire à :

$$-\rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle (\mathbf{x}) = -\rho \begin{pmatrix} \langle u_x'^2 \rangle & \langle u_x' u_r' \rangle & 0 \\ \langle u_x' u_r' \rangle & \langle u_r'^2 \rangle & 0 \\ 0 & 0 & \langle u_\theta'^2 \rangle \end{pmatrix} (\mathbf{x}) \quad (1.6)$$

Ce dernier est donc entièrement déterminé par les trois tensions normales  $\langle u_x'^2 \rangle$ ,  $\langle u_r'^2 \rangle$ ,  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  et le cisaillement turbulent  $\langle u_x' u_r' \rangle$ . Enfin, l'énergie cinétique turbulente  $k$  est définie comme :

$$k = \frac{\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_r'^2 \rangle + \langle u_\theta'^2 \rangle}{2} \quad (1.7)$$

### 1.1.2.3 Nombre de Mach

Les effets de compressibilité sont quantifiés par le nombre de Mach :

$$M_j = \frac{U_j}{c_j} \quad (1.8)$$

avec  $U_j$  la vitesse débitante et  $c_j = \sqrt{\gamma R T_j}$  la célérité du son à la sortie du jet. Les travaux sur les jets en impact ont balayé différents régimes :

- ▷  $M_j < 0,3$  : configurations incompressibles pour lesquelles les variations de la masse volumique  $\rho$  sont uniquement le fait de variation de la température  $T$  (effets de densité);
- ▷  $0,3 < M_j < 1$  : configurations compressibles subsoniques;
- ▷  $M_j > 1$  : jets supersoniques, avec la présence de chocs.

Dans le cadre de notre étude, le nombre de Mach  $M_j$  est très faible. Nous considérerons donc principalement les configurations incompressibles. Les jets en régimes compressibles subsoniques et supersoniques sont le siège de mécanismes particuliers (résonances, *screach*, etc.) que nous ne détaillerons pas dans le reste de ce travail.

#### 1.1.2.4 Conditions d'injection

Pour un même nombre de Reynolds  $Re_D$  et nombre de Mach  $M_j$ , les configurations de jet rond en impact peuvent différer par le type d'injecteur utilisé (figure 1.3). Ce dernier fixe :

- ▷ Le profil de vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  en sortie de l'injecteur ;
- ▷ Le taux de turbulence à l'injection  $Tu = \sqrt{\frac{2}{3}k/U_j}$ .

Ces deux paramètres sont susceptibles d'influencer le développement de l'écoulement en aval de la sortie, comme on le montrera dans la suite (sections 1.3.2.1 et 1.4.2.3).

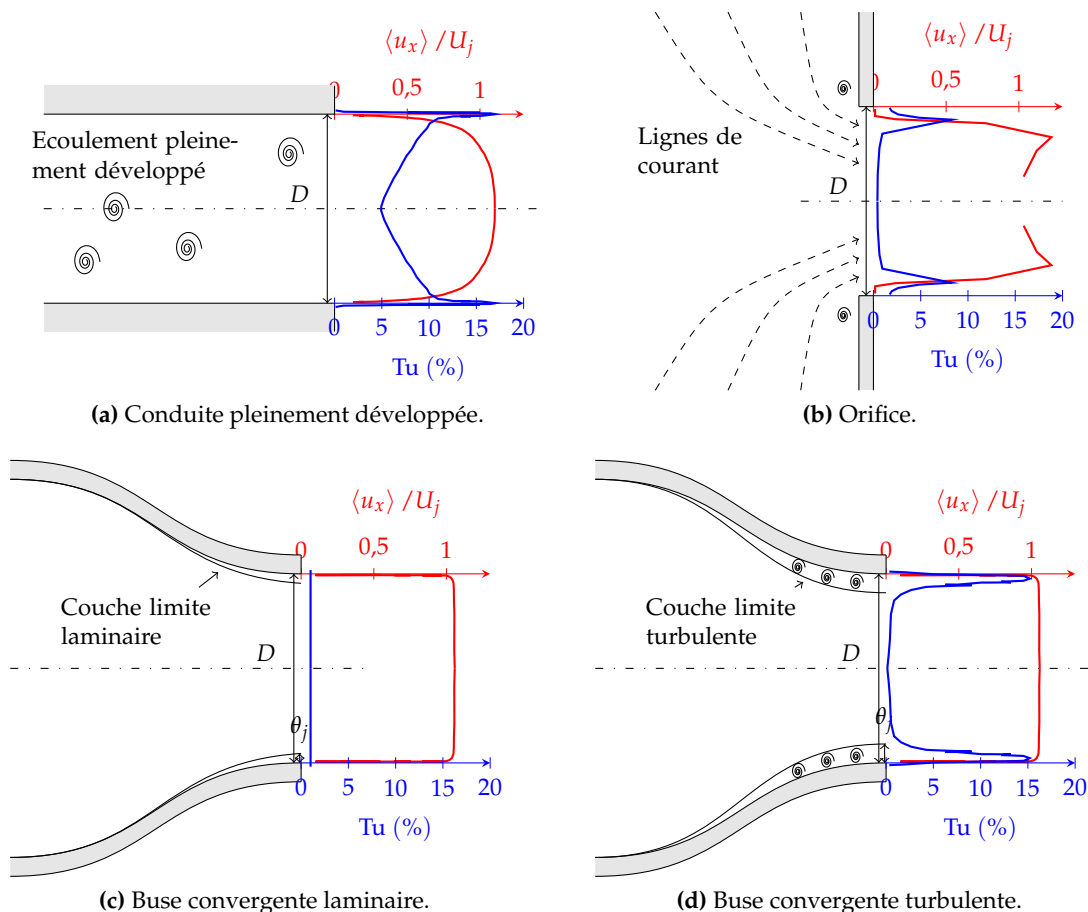


FIGURE 1.3 – Différents types d'injecteur. Les spirales représentent les régions turbulentes.

Les types d'injection les plus souvent rencontrés dans la littérature pour les jets ronds sont (figure 1.3) :

- ▷ **Conduite** : Ce type d'injection correspond à l'écoulement obtenu dans une conduite pleinement développée. Lorsque la longueur de la conduite est suffisante, les couches limites initialement turbulentes dans la zone proche de la paroi atteignent le cœur de la conduite. Après une certaine distance, le profil de vitesse et l'énergie cinétique turbulente n'évoluent plus dans la direction de l'écoulement. Le profil de vitesse est alors arrondi et le taux de turbulence est important (5% au centre du jet, 20% dans la région proche de la paroi). Le profil de vitesse et le taux de turbulence ne dépendent que du nombre de Reynolds  $Re_D$ .
- ▷ **Buse** : L'injecteur est un convergent, en forme de « cloche », provoquant une accélération de l'écoulement juste avant le plan de sortie. Le profil de vitesse est plat, à l'exception des fines couches limites pariétales, et le taux de turbulence à l'extérieur des couches limites est faible dû à l'effet stabilisateur du gradient pression négatif. Ce taux dépend de la qualité de l'écoulement en amont de la buse et est généralement inférieur à 1%. Les couches limites qui se développent au-dessus des parois de la buse peuvent être laminaires ou turbulentes et sont d'épaisseur variable en fonction de la géométrie de la buse (coefficient de contraction) et du taux de turbulence dans l'écoulement amont.
- ▷ **Orifice** : Le fluide est injecté au travers d'un trou réalisé dans une plaque plane. Le contournement des extrémités de l'orifice induit un profil de vitesse uniforme dans sa section centrale et présentant des survitesses au niveau des bords. Le contournement des bords du trou provoque également l'apparition de turbulence. À cause de la forme des lignes de courant, la vitesse maximale au centre du jet est atteinte légèrement en aval de la sortie, c'est l'effet de *vena contracta*.

L'injection de type conduite est souvent privilégiée dans la mesure où elle facilite la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus par des équipes différentes. Dans les applications industrielles, l'orifice est généralement préféré, principalement pour des raisons de facilité de fabrication et d'installation, plus particulièrement dans le cas de système à jets multiples. Enfin, la buse convergente fournit un écoulement peu turbulent, facilitant l'étude des mécanismes d'instabilité dans le jet (section 1.3.3.1).

### 1.1.3 Configuration thermique

La configuration thermique d'un jet est caractérisée par (figure 1.4) :

- ▷ La température de l'écoulement à la sortie de l'injecteur  $T_j$ ;
- ▷ La température du fluide ambiant  $T_e$ .

Lorsque  $T_j = T_e$ , on dit que le jet est isotherme.

Au niveau de la paroi d'impact, l'environnement thermique est caractérisé par :

- ▷ La température de la paroi  $T_p$ ;
- ▷ Le flux de chaleur pariétal  $\varphi_p$ , relié au champ de température  $T$  dans l'écoulement par la loi de Fourier :

$$\varphi_p = -\lambda_f \left[ \frac{\partial T}{\partial x} \right]_p \quad (1.9)$$

avec  $\lambda_f$  la conductivité thermique du fluide. En fonction des études (section 1.4.1.1), la condition au niveau de la paroi d'impact est soit :

- ▷ Isotherme<sup>1</sup> : la température de paroi  $T_p$  est fixée et connue;
- ▷ À flux de chaleur imposé : le flux de chaleur  $\varphi_p$  est fixé et connu. Quand ce dernier est nul, la paroi est dite adiabatique.

1. Ne pas confondre avec la configuration de jet isotherme caractérisant l'égalité de la température du jet avec la température ambiante.

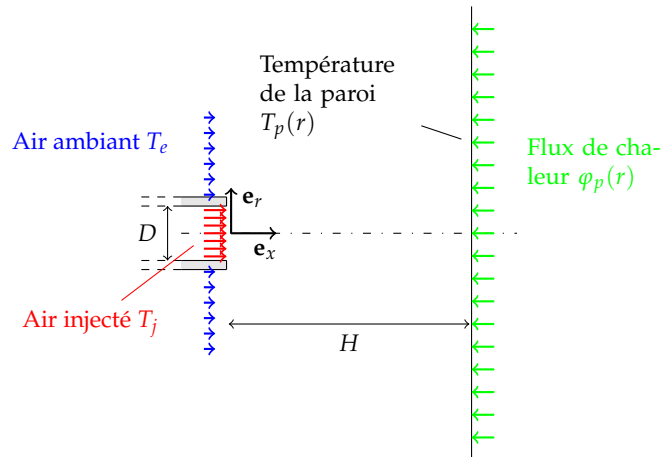


FIGURE 1.4 – Configuration thermique d'un jet rond impactant une paroi plane.

Les échanges de chaleur entre la paroi d'impact et l'écoulement sont quantifiés par le coefficient d'échange en régime de convection forcée  $h$  défini par la loi de Newton :

$$\varphi_p = h (T_{\text{ref.}} - T_p) \quad (1.10)$$

avec  $T_{\text{ref.}}$  une température de référence. Pour un jet isotherme, la température de référence est la température du jet  $T_{\text{ref.}} = T_j$ . Dans le cas d'un jet non-isotherme, on verra que la température adiabatique de paroi  $T_{\text{ad.,p}}$  doit être sélectionnée comme température de référence (section 1.4.2.5). Le coefficient d'échange  $h$  est généralement exprimé sous forme adimensionnelle à l'aide du nombre de Nusselt  $\text{Nu}_D$ , défini par :

$$\text{Nu}_D = \frac{hD}{\lambda_f} \quad (1.11)$$

avec  $\lambda_f$  la conductivité thermique du fluide.

## 1.2 Principaux articles de revue

La variété des paramètres susceptibles d'influencer l'écoulement de jet en impact (nombre de Reynolds, distance d'impact, confinement, *etc.*) explique le grand nombre de travaux qui ont été dédiés à cette configuration depuis les cinquante dernières années. Régulièrement, des articles de synthèse, intégrant les études antérieures, sont publiés. Ces références constituent un point de départ indispensable pour broser un portrait rapide de la configuration de jet en impact et la façon de la caractériser. Le tableau 1.1 recense les principales revues intégrant les travaux depuis les années 1970, ainsi que leur thématique. Le nombre élevé de références citées dans ce type d'article illustre l'abondance des études portées sur le sujet.

La complexité de l'écoulement de jet en impact et l'intérêt industriel toujours présent pour ce type de configuration explique que le flot des études ne se tarit pas. Durant les trois dernières années, pas moins de 15 articles ayant un lien direct avec l'écoulement de jet en impact ont été publiés.

On constate cependant une évolution dans les objectifs poursuivis. Les publications plus anciennes ont traité de l'influence des paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques, dans le but de proposer des corrélations utiles pour l'ingénieur. Aujourd'hui, l'objectif est plutôt tourné vers la compréhension de la physique de l'écoulement. Cette tendance s'explique par l'amélioration conjointe des méthodes expérimentales et le développement des simulations numériques haute-fidélité.



Auteurs	Thématique	Nombre de références
<a href="#">Gauntner et al. (1970)</a>	Régions caractéristiques	39
<a href="#">Martin (1977)</a>	Corrélations pour l'ingénieur	55
<a href="#">Jambunathan et al. (1992)</a>	Influence des paramètres sur un jet rond unique	53
<a href="#">Viskanta (1993)</a>	Configurations plus originales (jets multiples, flammes)	103
<a href="#">Han et Goldstein (2001)</a>	Applications industrielles	80
<a href="#">Zuckerman et Lior (2006)</a>	Simulations numériques (RANS)	112
<a href="#">Dewan et al. (2012)</a>	Simulations numériques (LES)	61
<a href="#">Carlomagno et Ianiro (2014)</a>	Échanges de chaleur (expérimental et simulation numérique)	134

TABLE 1.1 – Synthèse des principales revues consacrées à la configuration de jet en impact depuis 1970.

Enfin, les récentes thèses de [Geers \(2004\)](#), [Hällqvist \(2006\)](#), [Uddin \(2008\)](#), [Hadžiabdić \(2006\)](#), [Roux \(2011\)](#) et [Dairay \(2013\)](#) permettent de se rendre compte de l'état de l'art actuel et des avancées les plus récentes sur le sujet.

## 1.3 Description aérodynamique

Dans cette section, on présente les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement de jet en impact. Après avoir succinctement présenté les techniques expérimentales généralement utilisées, on décrit la structure de l'écoulement du point de vue statistique (champs moyens et fluctuants) et dynamique.

### 1.3.1 Méthodes de mesures

Dans un ordre historique, les principales méthodes de mesure ayant été utilisées pour la caractérisation de l'écoulement de jet en impact sont :

- ▷ La visualisation par fumée ou bulles;
- ▷ L'anémométrie fil-chaud (Hot Wire Anemometry, HWA);
- ▷ La vélocimétrie laser à franges (Laser Doppler Velocimetry, LDV);
- ▷ La vélocimétrie par images de particules (Particle Image Velocimetry, PIV);

Le tableau 1.2 présente les caractéristiques de ces méthodes. La visualisation et la PIV permettent de couvrir une zone du domaine fluide et sont, si le traceur est bien choisi, non intrusives. La visualisation permet d'observer de manière qualitative les grosses structures présentes dans l'écoulement tandis qu'un instantané PIV (snapshot) permet de quantifier le champ de vitesse dans l'écoulement. La PIV donne également accès aux statistiques de l'écoulement (champs moyens et tenseur de Reynolds). En fonction du dispositif utilisé, PIV classique ou PIV stéréoscopique (S-PIV), deux (2C) ou trois (3C) composantes du vecteur vitesse sont mesurables dans le plan 2D éclairé par la nappe laser. La PIV thomographique (Tomo-PIV) fournit la mesure de la vitesse dans tout le volume éclairé (3D). Enfin, l'utilisation de caméras rapides permet de suivre l'évolution temporelle de l'écoulement. On parle de PIV « résolue en temps » (Time Resolved, TR).

Les méthodes HWA et LDV donnent accès à une mesure détaillée et locale (0D) de l'écoulement. Elles permettent la mesure en proche paroi du champ de vitesse moyen et fluctuant ainsi

Méthode	Vitesse	Région	Temps	Intrusif
Visualisation	-	2D	-	-
HWA	1C/2C/3C	point	×	×
LDV	1C/2C/3C	point	×	-
PIV	2C	2D	-	-
S-PIV	3C	2D	-	-
TR-(S)-PIV	2C (3C)	2D	×	-
Tomo-PIV	3C	3D	-	-
TR-Tomo-PIV	3C	3D	×	-

TABLE 1.2 – Caractéristiques des moyens de mesures mis en œuvre sur les configurations de jet en impact.

que les spectres turbulents. Contrairement à la HWA qui nécessite de placer la sonde directement dans l'écoulement, la LDV, basée sur l'ensemencement de l'écoulement, est non-intrusive.

Enfin, certaines études se sont appuyées sur des capteurs de pression à la surface de la paroi impactée afin de recueillir l'évolution instantanée de la pression pariétale.

Les méthodes LDV et S-PIV seront présentées plus en détail au chapitre 2.

### 1.3.2 Description statistique de l'écoulement

Le tableau 1.3 recense les principales études consacrées à la caractérisation des champs moyens et fluctuants d'un jet en impact.

	$Re_D$	$H/D$	Injecteur	Techn. Exp.
Cooper et al. (1993)	23 000, 70 000	2 – 10	Conduite	HWA
Lytle et Webb (1994)	3 600 – 18 400	0,1 – 1	Conduite	LDV
Nishino et al. (1996)	13 000	5,8	Buse	PTV
Fairweather et Hargrave (2002)	18 800	2	Conduite	PIV, LDV
Geers (2004)	23 750	2	Conduite	PIV, LDV
Guerra et al. (2005)	35 000	2	Conduite	HWA
Tummers et al. (2011)	23 000	2	Conduite	PIV, LDV

TABLE 1.3 – Études consacrées à la description détaillée des champs de vitesse moyens et fluctuants d'un jet rond en impact.

La figure 1.5 présente de manière schématique l'écoulement caractéristique d'un jet rond en impact. L'écoulement est communément divisé en trois régions (Gauntner et al. 1970) :

- ▷ Je jet libre ❶;
- ▷ La région d'impact ❷;
- ▷ Je jet pariétal ❸.

#### 1.3.2.1 Jet libre

L'écoulement de jet libre est lui-même divisé en deux parties (Gauntner et al. 1970) :

- ▷ La zone de développement;
- ▷ La zone de jet pleinement développé.

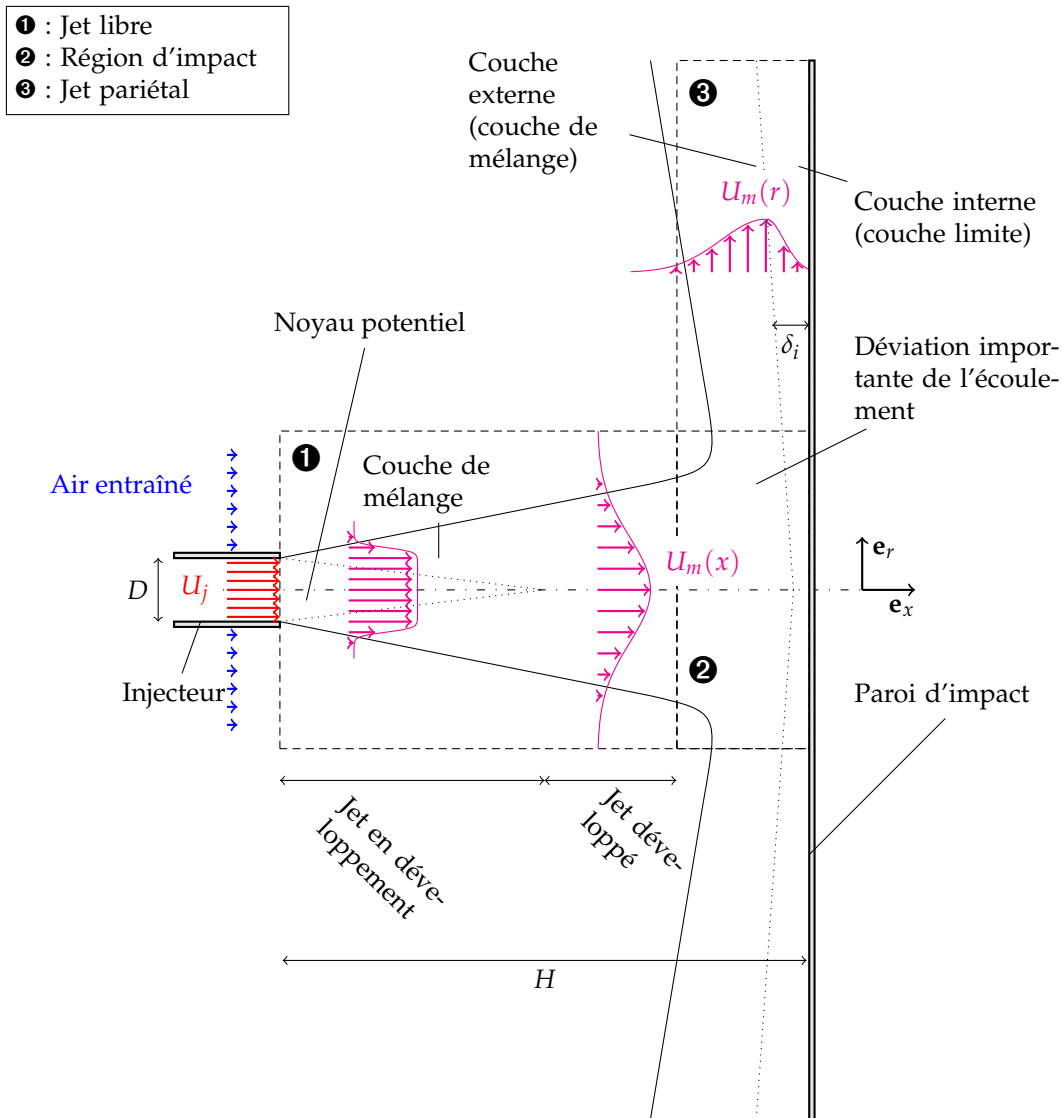


FIGURE 1.5 – Différentes régions d'écoulement d'un jet impactant circulaire.

Dès la sortie de l'injecteur, une couche de mélange se développe entre l'écoulement à haute vitesse issu de l'injecteur et le fluide ambiant, au repos ou à vitesse plus faible. Cette région est soumise à d'importants gradients de vitesse. Cette couche cisailée s'épaissit dans la direction de l'écoulement. Le cisaillement est responsable d'une production de turbulence dans la couche de mélange. Elle se traduit notamment par les mécanismes d'instabilité de type Kelvin-Helmholtz qui génèrent des structures cohérentes de grande échelle (section 1.3.3), favorisant l'entraînement du fluide extérieur vers l'intérieur du jet.

Au début du développement de la couche de mélange, la partie centrale du jet n'est pas affectée par ces effets d'entraînement. La vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  s'y maintient à sa valeur à l'injection (figure 1.6). Cette région est généralement appelée noyau ou cône potentiel. L'origine de cette dénomination vient du fait que, pour un jet issu d'une buse convergente, le profil de vitesse est uniforme dans la section d'entrée (figure 1.3c) et l'écoulement, en dehors des fines couches limites se développant sur la paroi du tube, n'est pas soumis à des effets visqueux. En s'éloignant de la sortie, la couche de mélange croît progressivement et finit par atteindre le centre du jet, menant à la disparition du noyau potentiel.

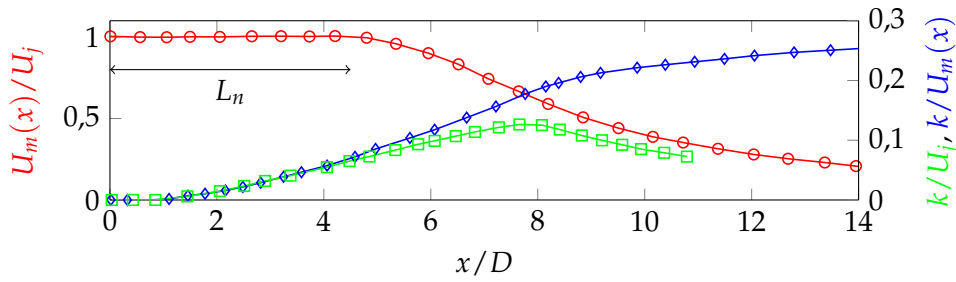


FIGURE 1.6 – Évolution de la vitesse axiale et de l'intensité turbulente au centre d'un jet circulaire dont le profil de vitesse est uniforme en section de sortie (Gardon et Akfirat 1965).

Dans le cas d'un jet issu d'une conduite turbulente pleinement développée (figure 1.3a), le profil de vitesse n'est plus uniforme et l'écoulement est déjà turbulent dans le cœur du jet. Le concept de noyau « potentiel » n'est donc, *stricto sensu*, plus applicable. On peut malgré tout toujours distinguer une région centrale dans laquelle le niveau de turbulence reste globalement plus faible que dans les couches de mélange. Dans cette région, la vitesse axiale le long de l'axe se maintient également proche de la vitesse maximale  $U_m$  à la sortie de l'injecteur.

Que ce soit pour une conduite pleinement développée ou une buse convergente, la longueur du noyau potentiel  $L_n$  est généralement définie par la distance depuis la sortie du jet pour laquelle la vitesse au centre du jet reste supérieure à 95% de la vitesse axiale maximale  $U_m$  à la sortie de l'injecteur :

$$U_m(x = L_n) = 0,95 U_m(x = 0) \quad (1.12)$$

Au-delà du noyau potentiel, la vitesse axiale sur l'axe commence à décroître et la totalité du jet est turbulent. Après une région de transition, on entre dans la région de jet pleinement développé, dans laquelle les profils de vitesse axiale présentent la propriété d'*auto-similarité*, *i.e.* ils peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\langle u_x \rangle (x, r) = U_m(x) f\left(\frac{r}{x}\right) \quad (1.13)$$

La longueur du noyau potentiel  $L_n$  varie en fonction des conditions expérimentales. Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) ont étudié la longueur du noyau potentiel pour différents jets ronds à  $Re_D = 22\,500$ . Pour une sortie d'une conduite pleinement développée, le noyau potentiel est plus long que pour un profil uniforme issu d'une buse convergente. En effet, le cisaillement plus important généré par un profil uniforme en sortie de buse conduit à un plus fort entraînement et, par conséquent, une incursion plus rapide de la couche de mélange au centre du jet. La longueur de noyau potentiel est de  $L_n/D = 4,5$  pour une buse convergente et  $L_n/D = 4,8$  pour la conduite pleinement développée. Ils ont également mis en évidence une augmentation de 20% de la longueur du noyau potentiel lorsqu'une plaque de semi-confinement est placée au niveau de l'injection (figure 1.2b), ce qui limite les effets d'entraînements. Mi et al. (2001) ont montré que parmi les trois types d'injecteurs présentés à la section 1.1.2.4, le jet issu d'un orifice subit les effets de mélange les plus importants et exhibe le noyau potentiel le plus court.

La longueur du noyau potentiel s'est révélée peu sensible au nombre de Reynolds (Gauntner et al. 1970) pour un jet en régime totalement turbulent (figure 1.7) dont la transition s'effectue dès la sortie de la buse.

Kataoka (1985) a observé que la différence de masse volumique entre l'environnement et le jet influence la longueur du noyau potentiel selon la corrélation empirique :

$$\frac{L_n}{D} = 2,82 \left(\frac{\rho_e}{\rho_j}\right)^{-0,29} Re_D^{0,07} \quad (1.14)$$

Un jet chaud dans un environnement plus froid verra donc la longueur de son noyau potentiel raccourcir.

En fonction de sa position par rapport à la sortie du jet, la paroi placée dans l'écoulement sera impactée soit par un jet contenant encore un noyau potentiel, soit par un jet partiellement ou pleinement développé. L'état du jet au moment de l'impact influencera fortement les échanges pariétaux (section 1.4.2.1) et la phénoménologie de l'écoulement aval (section 1.3.3.1). La littérature considère généralement comme *faibles distances d'impact* les distances inférieures à  $H/D = 4$ .

### 1.3.2.2 Zone d'impact

Lorsque le jet s'approche la paroi, l'écoulement est soudainement dévié dans la direction transverse  $\mathbf{e}_r$  et la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  décroît très rapidement. Dans le même temps, la pression statique croît dans la direction longitudinale  $\mathbf{e}_x$  et atteint sa valeur maximale au point d'arrêt sur la paroi d'impact (Guerra et al. 2005). La frontière entre la région de jet libre et la région d'impact est souvent définie comme l'endroit où la vitesse axiale décroît très rapidement tandis que la pression statique augmente fortement (Jambunathan et al. 1992). Martin (1977) la situe à environ  $1,2D$  au-dessus de la plaque d'impact. Zuckerman et Lior (2006) signalent, en outre, qu'une véritable région de jet libre ne peut exister que si la plaque d'impact est à plus de deux diamètres de l'injection. Dans le cas inverse, la sortie est suffisamment proche de la zone d'impact pour que l'élévation de pression autour du point d'arrêt modifie l'écoulement dès l'injection (Jeffers et al. 2016).

À partir du point d'arrêt, la pression décroît et l'écoulement accélère dans la direction radiale le long de la paroi d'impact. Sous l'action du gradient favorable de pression, l'épaisseur de la couche limite pariétale, très faible, qui se forme est maintenue approximativement constante dans cette zone (Martin 1977; Rohlfis et al. 2012). Il faut également ajouter l'effet de l'expansion radiale qui explique qu'il faut moins de hauteur pour faire passer le même débit.

À l'approche de la paroi d'impact, les fluctuations axiales  $\langle u_x'^2 \rangle$  le long de l'axe du jet diminuent tandis que les fluctuations radiales  $\langle u_r'^2 \rangle$  augmentent. Nishino et al. (1996); Geers (2004) ont mis en évidence que la production d'énergie cinétique turbulente dans la région très proche de la paroi d'impact est négative. Enfin, Nishino et al. (1996); Uddin et al. (2013) ont montré que la région proche du point d'impact est proche d'un état turbulent axisymétrique : les tensions radiale  $\langle u_r'^2 \rangle$  et azimutale  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  sont presque égales.

### 1.3.2.3 Jet pariétal

Après la déviation et l'accélération dans la région d'impact, l'écoulement se développe parallèlement à la paroi d'impact. Il est appelé jet pariétal ou couche pariétale et consiste en deux couches distinctes :

- ▷ la couche interne, directement en contact avec la paroi, qui présente des caractéristiques similaires à une couche limite. Son épaisseur  $\delta$  est définie par la distance au-dessus de la paroi à laquelle la vitesse radiale est maximale  $\langle u_r \rangle (x = \delta) = U_m(r)$ ;
- ▷ la couche externe, qui présente les caractéristiques d'une couche de mélange similaire à celle du jet libre.

Lorsque le jet progresse le long de la paroi, l'entraînement d'une partie du fluide ambiant provoque l'épaississement de la couche externe et une diminution de la vitesse maximale  $U_m$  tandis que la couche interne s'épaissit. Dans le cas d'un jet rond, la diminution de la vitesse radiale maximale  $U_m$  est accentuée par l'expansion radiale du jet pariétal. La frontière entre la région d'impact et le jet pariétal est généralement définie comme l'endroit où la vitesse radiale maximale  $U_m(r)$  dans la couche pariétale est atteinte. Elle se situe généralement vers  $r/D = 1$  (Viskanta 1993).

### 1.3.3 Description instationnaire et topologique de l'écoulement

Le tableau 1.4 présente les études consacrées à l'étude de la dynamique des jets en impact. Le développement récent des méthodes Tomo-PIV et les simulations numériques haute-fidélité ont permis de mieux comprendre la topologie tridimensionnelle de l'écoulement. On commencera par présenter la dynamique du jet libre pour ensuite considérer l'interaction des structures turbulentes avec la paroi d'impact.

Auteurs	$Re_D$	$H/D$	Injecteur	Techn. expé.
<a href="#">Didden et Ho (1985)</a>	19 000	4	Buse (forcée)	HWA
<a href="#">Kataoka (1990)</a>	10 000 – 50 000	6	Buse	HWA
<a href="#">Popiel et Trass (1991)</a>	20 000	1,2 et 2	Buse	Fumée
<a href="#">Meola et al. (2000)</a>	30 000	2	Buse	PIV
<a href="#">Hall et Ewing (2006)</a>	20 000 et 50 000	4	Conduite	Pression pariétale
<a href="#">O'Donovan et Murray (2007)</a>	10 000 – 30 000	2	Conduite	LDV
<a href="#">Roux et al. (2011)</a>	28 000	3 et 5	Conduite et buse	TR-PIV
<a href="#">Violato et al. (2012)</a>	5 000	4	Buse	TR-TOMO-PIV
<a href="#">Sodjavi et al. (2016)</a>	5 620	2	Buse	TR-TOMO-PIV

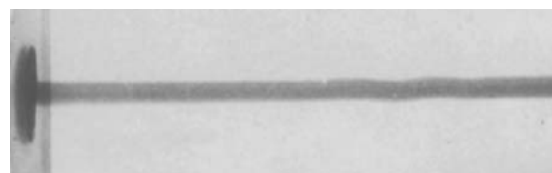
TABLE 1.4 – Études consacrées à la description de la dynamique d'un jet en impact.

#### 1.3.3.1 Structures de jet libre

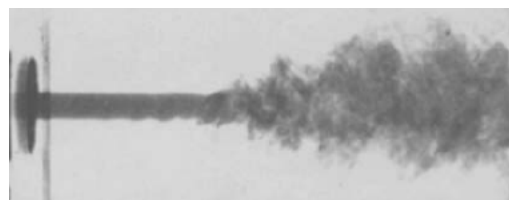
[McNaughton et Sinclair \(1966\)](#) distinguent quatre catégories de jets (figure 1.7) en fonction du



(a) Jet laminaire dissipatif.



(b) Jet pleinement laminaire.



(c) Jet partiellement laminaire (dit « transitionnel »).



(d) Jet pleinement turbulent.

FIGURE 1.7 – Classification des régimes de jet selon [McNaughton et Sinclair \(1966\)](#).

nombre de Reynolds  $Re_D$  :

- ▷ Jet laminaire dissipatif pour  $Re_D < 300$  : les effets visqueux sont importants par rapport aux effets inertiels. La diffusion visqueuse est forte;
- ▷ Jet pleinement laminaire pour  $300 < Re_D < 1000$  : la diffusion visqueuse est faible mais les effets inertiels ne sont pas encore suffisants pour déclencher les instabilités de Kelvin-Helmoltz.

- ▷ Jet soumis à une transition ou partiellement turbulent pour  $1000 < Re_D < 3000$  : les instabilités de Kelvin-Helmoltz apparaissent après une certaine distance laminaire;
- ▷ Jet totalement turbulent pour  $Re_D > 3000$  : les instabilités de Kelvin-Helmoltz apparaissent dès la sortie de l'injecteur.

Nous nous intéressons à cette dernière catégorie de jet pour laquelle la transition du jet s'effectue dès la sortie de l'injecteur. Les premiers travaux dédiés à la description détaillée de la dynamique des jets libres sont dus à [Crow et Champagne \(1971\)](#) et [Yule \(1978\)](#) (figure 1.8, en haut). Les visualisations par fumée effectuées par [Kataoka \(1990\)](#) permettent également d'illustrer les différents mécanismes physiques prenant place dès la sortie de l'injecteur (figure 1.8, en bas). Ces mécanismes ont été historiquement mis en évidence sur des jets, forcés ou non, issus de buse convergente. On commence donc par décrire ces mécanismes pour un jet de buse. On aborde ensuite le cas des jets issus d'une conduite turbulente pleinement développée, plus rarement abordé.

**Jet issu d'une buse convergente** Initialement, une instabilité non-visqueuse de type Kelvin-Helmholtz apparaît à cause de la différence de vitesse entre l'écoulement issu de l'injecteur et l'environnement ambiant à faible vitesse. Cette instabilité se traduit par la création de structures toroïdales axisymétriques à vorticité concentr e ① (figure 1.8) appel es anneaux tourbillonnaires (« roll-up vortices »). Ils présentent une cohérence azimutale élevée. Ces derniers sont ensuite transport es par l'écoulement et grossissent à cause des effets d'entraînement et par diffusion visqueuse. Simultanément, les effets non-linéaires provoquent l'interaction avec d'autres échelles de l'écoulement. Deux structures toroïdales peuvent s'apparier ② pour en former une plus grande, appelée structure primaire. Ce processus est appel e appariement tourbillonnaire. Lorsqu'elles progressent dans le jet, les structures primaires se déforment sous l'effet d'instabilités secondaires azimutales ③, qui se traduisent par la formation de tourbillons contra-rotatifs orient es dans la direction de l'écoulement entre deux structures primaires successives. Ces structures secondaires sont appelées tresses et apparaissent clairement sur une vue en coupe du jet (figure 1.9). En progressant dans le jet, les structures primaires perdent leur cohérence azimutale pour former de grandes structures tridimensionnelles contenant des petites structures turbulentes en leur sein.

Des fréquences caractéristiques associées aux structures présentes dans le jet libre ont été mises en évidence par différents auteurs. [Gutmark et Ho \(1983\)](#) ont observ e que la fréquence caractéristique de formation des anneaux tourbillonnaires est liée à l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta_j$  de la couche limite en sortie de l'injecteur. Le nombre de Strouhal  $St_\theta$ , bas e sur  $\theta_j$ , se situe généralement dans la gamme :

$$0,01 < St_\theta = \frac{f U_j}{\theta_j} < 0,018 \quad (1.15)$$

Le processus de création des anneaux tourbillonnaires est aussi appel e *mode de cisaillement*.

[Crow et Champagne \(1971\)](#) ont mis en évidence l'existence d'une fréquence privilégiée dans le jet en fin de cône potentiel. Cette fréquence dépend du diamètre  $D$ . Elle est associée au passage des structures primaires dans la couche de mélange, provoquant une accélération de la vitesse axiale dans le noyau du jet ④ ([Kataoka 1990](#)). Pour cette raison, ce mode est généralement appel e *mode colonne* du jet. D'après [Gutmark et Ho \(1983\)](#), le nombre de Strouhal  $St_D$ , bas e sur le diamètre, se situe dans la gamme :

$$0,24 < St_D = \frac{f U_j}{D} < 0,64 \quad (1.16)$$

La fréquence de ce mode s'est révélée peu sensible au nombre de Reynolds ([Zaman et Hussain 1984](#)).

Le tableau 1.5 présente les fréquences adimensionnées observées dans plusieurs études de jet libre et en impact. Les auteurs observent généralement plusieurs fréquences en fonction de

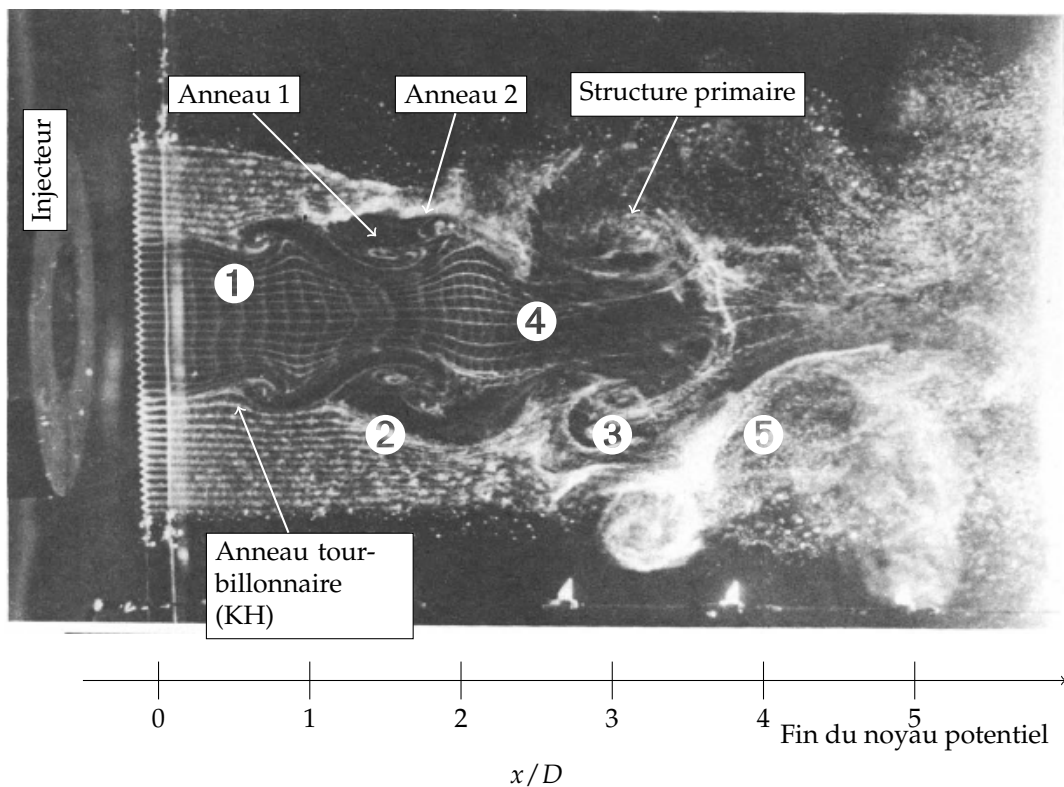
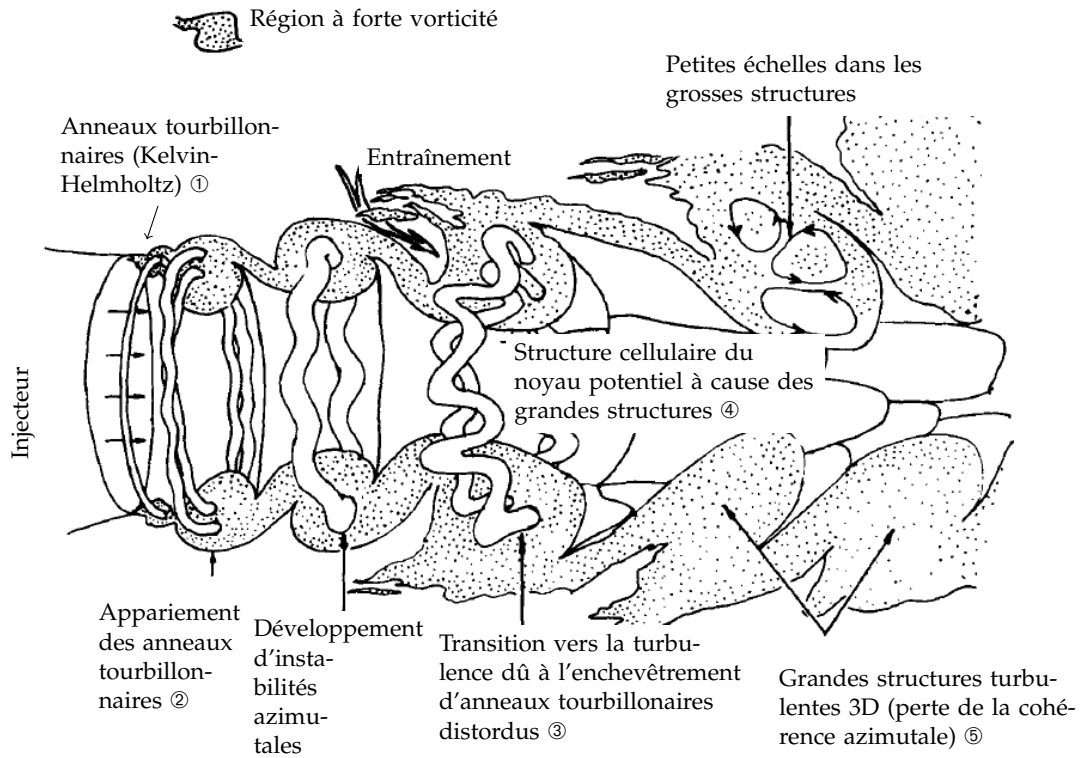


FIGURE 1.8 – Structures génériques d'un jet libre (en régime de transition) (Yule 1978 ; Kataoka et al. 1987).

la position axiale dans le jet. La fréquence la plus élevée est généralement associée au mode de cisaillement tandis que la plus basse correspond au mode colonne. L'apparition de fréquences intermédiaires illustre les processus d'appariement tourbillonnaire permettant de passer de la



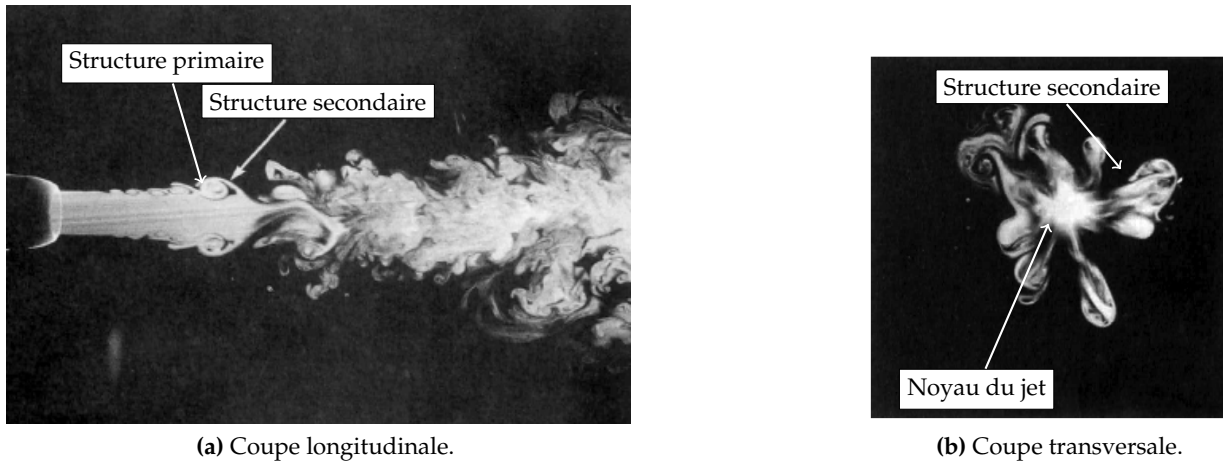


FIGURE 1.9 – Visualisation des structures secondaires dans un jet libre (Liepmann et Gharib 1992).

fréquence du mode de cisaillement à celle du mode colonne.

Auteurs	$Re_D$	$H/D$	$St_D$ (position axiale)	Techn. expé
Han et Goldstein (2003)	8 000 et 120 000	Jet libre	0,65 ( $\frac{x}{D} = 1$ ) et 0,4 ( $\frac{x}{D} = 4$ )	HWA
Roux (2011)	28 000	5	1,2 (sortie du jet) et 0,3 ( $\frac{x}{D} = 5$ )	TR-PIV
Violato et al. (2012)	5 000	4	0,72 ( $\frac{x}{D} = 1$ ) et 0,36 ( $\frac{x}{D} = 2,5$ )	TR-Tomo-PIV

TABLE 1.5 – Fréquences adimensionnées  $St_D$  observées par différents auteurs dans des configurations de jet libre et en impact. On spécifie, entre parenthèses, la position axiale  $x/D$  à laquelle cette fréquence est observée.

**Jet issu d'une conduite pleinement développée** Dans le cas d'un jet issu d'une conduite pleinement développée, des structures turbulentes de différentes échelles sont déjà présentes dans tout l'écoulement avant la sortie du jet. Peu d'études ont été consacrées à la caractérisation d'un jet de ce type. Des comparaisons des propriétés moyennes et instationnaires d'un jet de conduite et d'un jet de buse ont été conduites par Mi et al. (2001) et Xu et Antonia (2002), respectivement pour un nombre de Reynolds  $Re_D = 16\,000$  et  $Re_D = 86\,000$ .

Mi et al. (2001) ont montré que, par rapport au jet issu de la buse, aucune structure à grande échelle ne peut être mise en évidence pour le jet issu de la conduite (figure 1.10). On retrouve plutôt des structures turbulentes de petite échelle dès la sortie de l'injecteur. Cette différence s'explique, d'après eux, par les diverses échelles présentes à la sortie de la conduite qui constituent des perturbations initiales dont l'amplitude est suffisamment élevée et la bande spectrale suffisamment large pour outrepasser les instabilités naturelles « bande étroite » de Kelvin-Helmholtz. Aussi, aucune fréquence associée aux structures cohérentes n'a pu être détectée (ni mode de cisaillement, ni mode colonne).

D'autres études ont néanmoins révélé la présence de fréquences caractéristiques pour de tels jets (tableau 1.6). Xu et Antonia (2002) ont constaté que la fréquence caractéristique du jet de buse est supérieure à celle du jet de conduite. Ils en déduisent que les structures dans le jet de conduite ont une longueur d'onde plus élevée et s'apparient plus loin en aval que pour le jet de buse. Ces auteurs ont également montré que le type d'injection n'influence pratiquement pas le développement du jet au-delà du noyau potentiel. O'Donovan et Murray (2007) ont observé trois fréquences caractéristiques dans la région de jet libre d'une configuration de jet en impact. Ils ont

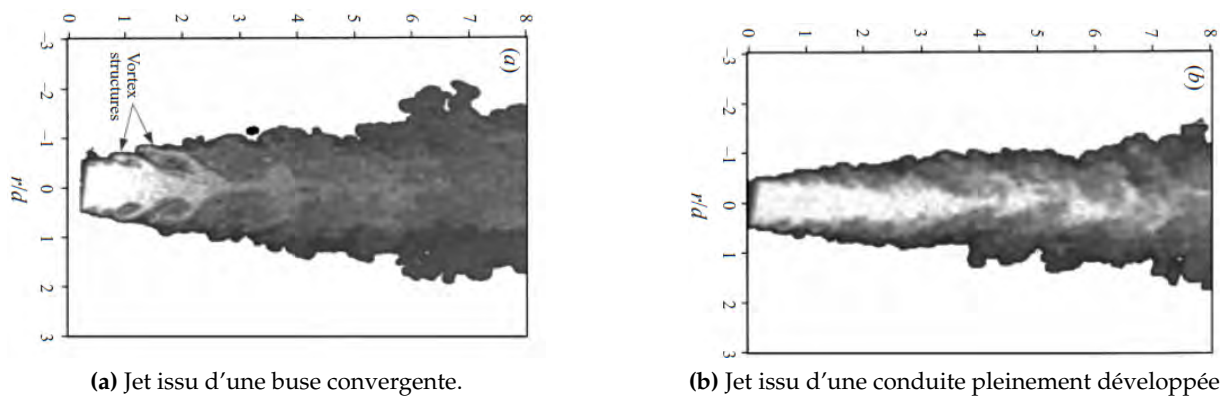


FIGURE 1.10 – Visualisation par gouttelette d’huile d’un jet issu d’une buse (en haut) et d’une conduite (en bas). (Mi et al. 2001b).

Auteurs	$Re_D$	$H/D$	$St_D$	Techn. expé
Mi et al. (2001)	16 000	Jet libre	Aucune fréquence	HWA
Xu et Antonia (2002)	84 000	Jet libre	Buse : 0,5 Conduite : 0,64	HWA
O’Donovan et Murray (2007)	10 000 – 30 000	2	0,6, 1,1 et 1,6	LDV

TABLE 1.6 – Fréquences adimensionnées  $St_D$  observées par différents auteurs dans des configurations de jet libre et en impact.

attribué la fréquence la plus élevée aux instabilités de Kelvin-Helmholtz et les deux fréquences les plus basses au passage des structures primaires après appariement tourbillonnaire.

### 1.3.3.2 Interaction avec la paroi

On s’intéresse maintenant à l’interaction du jet avec la paroi. En fonction de la position de la paroi d’impact par rapport à la sortie du jet, les différents mécanismes de jet libre décrits dans la section précédente auront eu l’occasion ou non d’apparaître. Pour les faibles distances d’impact ( $H/D < 4$ ), un jet issu d’une buse convergente n’est pas encore totalement développé et les structures primaires peuvent influencer l’écoulement dans la région d’impact et dans le jet pariétal.

Plusieurs études ont tout d’abord montré que la présence de la paroi d’impact n’influence pas le développement du jet libre en amont (Popiel et Trass 1991 ; Anderson et Longmire 1995). Liu et Sullivan (1996) ont étudié l’influence de la distance d’impact sur les fréquences caractéristiques de jet libre. La figure 1.11 montre que, lorsque la distance d’impact  $H/D$  est supérieure à 1,2, les fréquences caractéristiques mesurées en l’absence de la plaque sont égales à celles mesurées sur la configuration avec la plaque. Cette figure illustre également l’effet de l’appariement tourbillonnaire sur l’apparition des fréquences caractéristiques.

**Interaction à faible distance d’impact : décollement instationnaire** Les premières études d’interaction jet/paroi pour de faibles distances d’impact ( $H/D < 4$ ) ont été réalisées à l’aide de visualisations par fumée (figure 1.12a) sur des jets forcés (Didden et Ho 1985) ou non (Popiel et Trass 1991). Les structures primaires issues du jet libre ont tendance à se déformer lorsqu’elles

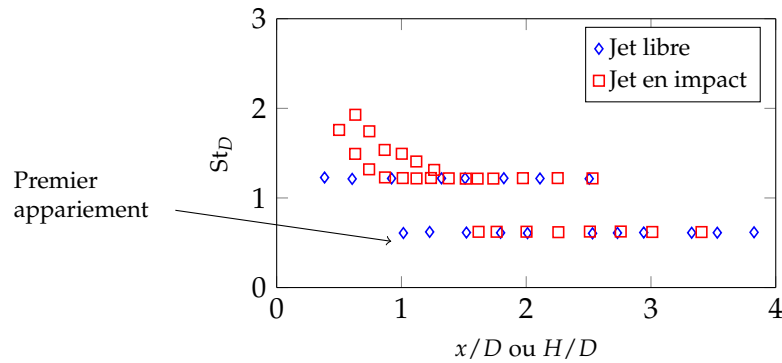


FIGURE 1.11 – Fréquences caractéristiques d’un jet circulaire  $Re_D = 12\,300$  issu d’une buse convergente (Liu et Sullivan 1996). ( $\diamond$ ) Fréquence(s) caractéristique(s) mesurée(s) à plusieurs positions axiales  $x/D$  en aval de la sortie du jet. ( $\square$ ) Fréquence(s) caractéristique(s) mesurée(s) au niveau de la paroi d’impact à  $r/D = 0,7$  en fonction de la distance d’impact  $H/D$ .

approchent de la paroi. D’après Popiel et Trass (1991), leur diamètre augmente à cause de l’amortissement de la vitesse axiale au profit de la vitesse radiale dans la région d’impact. Ces structures sont alors transportées dans le jet pariétal où un phénomène de décollement instationnaire de la couche limite est généralement observé. Les mécanismes de ce décollement ont été pour la première fois décrits par Didden et Ho (1985). Il provient du gradient de pression adverse généré par le passage de la structure primaire à proximité de la paroi. Il se traduit par l’apparition d’une structure tourbillonnaire, appelée structure secondaire, dont le sens de rotation est opposé à celui de la structure primaire (figure 1.12b). Le décollement est « instationnaire » car il se déplace avec la structure primaire. La position du déclenchement du décollement instationnaire et la position à laquelle il disparaît varie en fonction des auteurs. Le décollement a généralement lieu entre  $r/D = 1$  et  $r/D = 2$ . Le phénomène de décollement instationnaire a également été observé par Tummers et al. (2011) pour un jet issu d’une conduite pleinement développée, avec l’apparition du décollement entre  $r/D = 1,4$  et  $2,0$ .

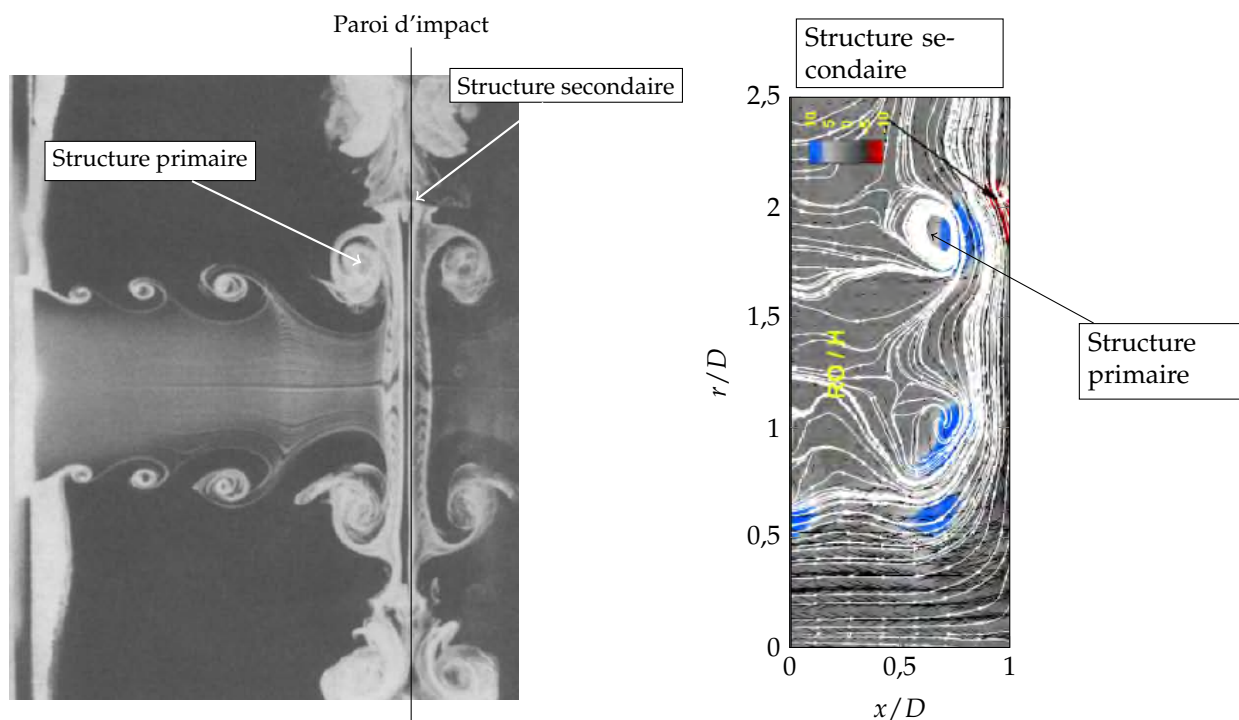
Certains auteurs ont mis en évidence la trajectoire des structures dans l’écoulement. Roux (2011) ont observé que la distance d’approche du centre des structures primaires est plus faible pour  $H/D = 3$  que pour  $H/D = 5$  (figure 1.13a). Rohlfs et al. (2012) ont détaillé la trajectoire et l’intensité (niveau de vorticité) d’une structure primaire et de la structure secondaire associ e à l’aide d’une simulation numérique directe (DNS<sup>2</sup>) d’un jet for e à faible nombre de Reynolds  $Re_D = 1804$  (figure 1.13b). La trajectoire illustre le « rebond » de la structure primaire sur la paroi d’impact. Aux alentours de  $r/D = 2$ , la structure secondaire s’écarte de la paroi, entraîné par la structure primaire.

Les mesures récentes de Sodjavi et al. (2016) ont montré que les fluctuations du frottement pariétal sont reli es à la fréquence de passage des structures primaires pour  $r/D < 1,6$ , position au-delà de laquelle les structures primaires s’éloignent de la paroi ou sont simplement détruites.

**Structuration tridimensionnelle de l’écoulement** D’autres auteurs se sont intéressés à la structuration tridimensionnelle de l’écoulement et notamment à la cohérence azimutale des structures primaires.

Hall et Ewing (2006) ont étudié l’interaction des structures primaires avec la paroi d’impact à l’aide de mesures de fluctuations de la pression pariétale, pour des configurations à faible distance d’impact ( $H/D = 2$  et  $H/D = 4$ ) et  $Re_D = 23\,300$  d’un jet issu d’une conduite pleinement d velopp e. Par une étude de corrélation 2-points/2-temps, ils ont isolé les modes azimutaux par-

2. Ce type de simulation numérique sera présenté à la section 1.12



(a) Visualisation par fumée d'un jet rond à  $Re_D = 3500$  et  $H/D = 2$  issu d'une buse laminaire (Popiel et Trass 1991).

(b) Instantané du champ de vitesse S-PIV (lignes de courant) d'un jet rond à  $Re_D = 5620$  et  $H/D = 2$  (Sodjavi et al. 2016).

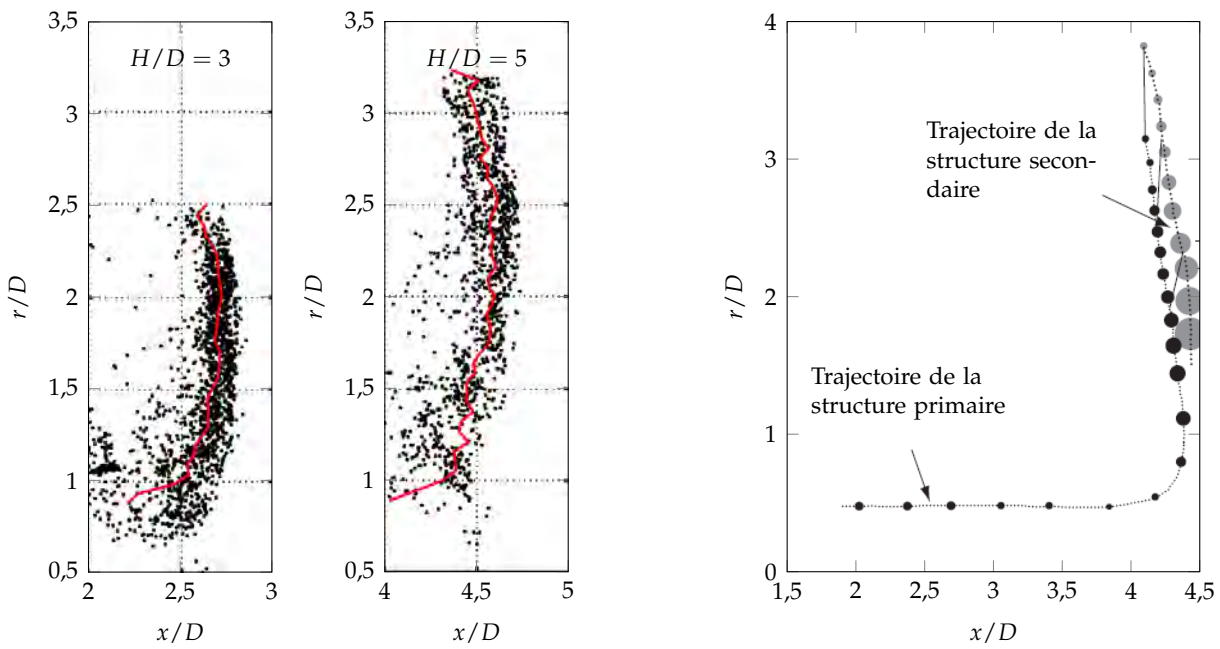
FIGURE 1.12 – Visualisation de l'interaction entre une structure primaire et une structure secondaire.

Participant le plus aux fluctuations de pression. Leurs résultats indiquent que le comportement des structures turbulentes est différent dans la région d'impact et le jet pariétal. La contribution des modes  $m = 1$  à  $m = 3$  est dominante dans la zone d'impact tandis que les modes  $m = 0$  et  $m = 1$  constituent la plus grande contribution dans le jet pariétal. La contribution des premiers modes semble diminuer lorsque la distance d'impact augmente : les tourbillons toroïdaux jouent un rôle moins important quand la distance du jet à la paroi passe de  $H/D = 3$  à 4. Hall et Ewing (2005) observé que, pour un nombre de Reynolds plus élevé  $Re_D = 50\,000$ , les structures cohérentes revêtent un caractère plus périodique et proéminent.

Grâce à une simulation numérique aux grandes échelles (LES<sup>3</sup>), Hadžiabdić et Hanjalić (2008) ont pu détailler l'organisation tridimensionnelle de l'écoulement d'un jet issu d'une conduite pleinement développée (figure 1.14b). Après la désintégration des structures primaires de jet libre dans la zone d'impact, l'écoulement a tendance à « s'auto-réorganiser » pour former de nouvelles structures tourbillonnaires à la frontière du jet pariétal. Ils attribuent ce phénomène à un mécanisme d'instabilité (type Kelvin-Helmholtz) entre le jet dévié et l'air ambiant, déclenché par les reliquats des structures de jet libre. Ils notent que ces nouvelles structures présentent une forte cohérence azimutale. Une oscillation de la position du point d'arrêt dans la région d'impact a également été mise en évidence, à l'instar des mesures de Geers (2004). Ce battement est attribué au morcellement des structures primaires du jet libre.

Violato et al. (2012) ont caractérisé la structuration 3D d'un jet en impact à faible nombre de Reynolds  $Re_D = 5\,000$  à l'aide de la Tomo-PIV. La figure 1.14a présente un instantané de l'écoulement. On retrouve les anneaux tourbillonnaires (④,③,②) dans la région du jet libre ainsi qu'un structure primaire au-dessus de la paroi d'impact (①). Des structures secondaires contra-rotatives

3. Ce type de simulation numérique haute-fidélité sera présenté à la section 1.5.3.3



(a) Position du centre des structures primaires à l'approche de la paroi d'impact pour un jet rond à  $Re_D = 28\,000$  (Roux 2011). La ligne rouge représente la position moyenne des tourbillons.

(b) Trajectoire d'une structure primaire générée dans la couche de mélange et de la structure secondaire induite lors de l'interaction avec la paroi. La taille des cercles correspond à l'intensité du tourbillon (Rohlfis et al. 2012).

FIGURE 1.13 – Localisation des structures primaires et secondaires au-dessus de la paroi d'impact.

de type tresses sont observées dans le jet libre et dans le jet pariétal.

À l'aide d'une simulation LES, Wu et Piomelli (2015) ont étudié la stabilité d'un anneau tourbillonnaire injecté dans un écoulement de jet à faible distance d'impact  $H/D = 1$  à  $Re_D = 66\,000$ . Lorsque l'anneau se déplace au-dessus de la paroi d'impact, une instabilité azimutale se développe avec l'apparition de structures nervurées (« rib-like ») et une ondulation de la structure primaire.

Pour résumer, trois types de structures sont impliqués dans l'écoulement de jet impactant :

- ▷ les structures très cohérentes et axisymétriques : anneaux tourbillonnaires et structures primaires;
- ▷ les grandes structures tridimensionnelles moins cohérentes : structures issues du morcellement des structures cohérentes, tresse;
- ▷ les décollements instationnaires induits en proche paroi;

Les échelles associées à ces différentes structures s'étalent sur un large intervalle. Les plus grandes structures sont de l'ordre de grandeur des dimensions géométriques de la configuration ( $\simeq D$ ) tandis que les plus petites correspondent à l'échelle de dissipation visqueuse. L'écart entre ces deux échelles est d'autant plus élevé que le nombre de Reynolds  $Re_D$  est important.

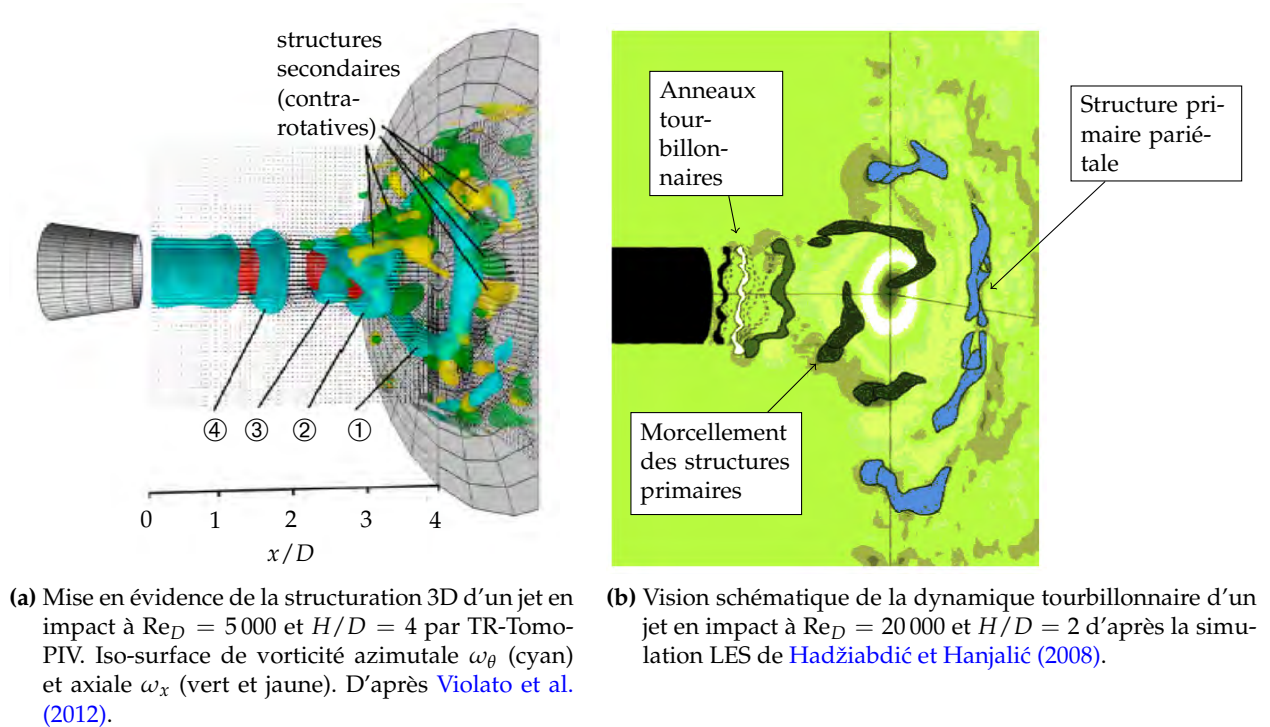


FIGURE 1.14 – Structuration tridimensionnelle de l'écoulement de jet en impact.

## 1.4 Échanges pariétaux

L'intérêt principal des configurations de jet en impact réside dans les coefficients d'échange pariétaux élevés, notamment en terme de flux de chaleur, pouvant être atteints sur la paroi d'impact. Un certain nombre d'études a par conséquent été dédié à l'évaluation des coefficients d'échange et l'influence des paramètres technologiques sur les niveaux atteints.

### 1.4.1 Méthodes de mesures

#### 1.4.1.1 Coefficient d'échange

L'article de revue de Carlomagno et Ianiro (2014) décrit, dans un ordre chronologique, le fonctionnement et les limitations des différentes techniques permettant d'accéder à la mesure du coefficient d'échange  $h$ . Sa détermination se fait à partir de la loi de Newton :

$$h = \frac{\varphi_p}{T_{\text{ref.}} - T_p} \quad (1.17)$$

À partir du moment où la température de référence  $T_{\text{ref.}}$  est connue ( $T_{\text{ref.}} = T_j$  en configuration isotherme), deux stratégies peuvent être employées :

1. Imposer un flux de chaleur uniforme et connu  $\varphi_p$  et mesurer la température de paroi  $T_p$  locale. Le flux de chaleur est généralement imposé sur la face exposée de la plaque d'impact à l'aide d'un *feuillelet chauffé* (« Heated Thin-Foil »), basé sur l'effet Joule. Pour éviter les pertes de chaleur au niveau des bords latéraux, la plaque est généralement très fine et fabriquée dans un matériau à faible conductivité thermique. Le côté opposé à l'écoulement est isolé pour minimiser les pertes d'énergies et réduire l'incertitude liée à la déperdition de chaleur au niveau de la face non-exposée.

2. Mesurer directement le flux de chaleur  $\varphi_p$  local et la température de paroi  $T_p$  locale. Cette dernière peut également être imposée à une valeur uniforme et connue (condition isotherme). La mesure du flux de chaleur local se fait à l'aide d'un *capteur de flux thermique* (« Heat Flux Sensor », HFS).

Dans les deux cas, il faut pouvoir mesurer la température à la paroi  $T_p$  locale. Plusieurs dispositifs sont possibles :

- ▷ Thermocouples (TC);
- ▷ Peintures sensibles à la température (« Thermo-Sensitive Paints », TSP) ou cristaux liquides qui changent de couleur avec la température (« Thermochromic Liquid Crystals », TLC);
- ▷ Thermographie infrarouge (ThIR).

L'amélioration des dispositifs d'acquisition digitale d'images rend les méthodes TSP/TLC et de thermographie infrarouge très adaptées pour la mesure de la température avec un haut niveau de résolution spatiale.

Certaines études (Kataoka 1990 ; Sodjavi et al. 2016) ont mesuré la distribution du coefficient d'échange de masse  $\beta$  et sa forme adimensionnelle, le nombre de Sherwood  $Sh_D$  (tableau 1.7). L'analogie de Chilton-Colburn entre les transferts de matière et de chaleur permet alors de remonter au nombre de Nusselt  $Nu_D$  à partir de ces mesures :

$$\frac{Nu_D}{Sh_D} = \left( \frac{Pr}{Sc} \right)^{0,4} \quad (1.18)$$

	Chaleur	Matière
Diffusivité	Thermique $\alpha = \frac{\lambda_f}{\rho c_p}$	Massique $d$
Diff. de la quantité de mouv. Diff. de chaleur ou de masse	Nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	Nombre de Schmidt $Sc = \frac{\nu}{D}$
Coefficient d'échange	$h$	$\beta$
Forme adimensionnelle	Nombre de Nusselt $Nu_D = \frac{hD}{\lambda_f}$	Nombre de Sherwood $Sh_D = \frac{\beta D}{d}$

TABLE 1.7 – Analogie entre les transferts de chaleur et de matière.

#### 1.4.1.2 Coefficient de frottement

Le frottement pariétal  $\tau_p$  et sa forme adimensionnelle  $C_f$  (coefficient de frottement) au niveau de la paroi d'impact :

$$\tau_p = \mu \left[ \frac{\partial \langle u_r \rangle}{\partial x} \right]_p \quad \text{et} \quad C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho U_j^2} \quad (1.19)$$

peuvent être directement obtenus à partir des profils de vitesse radiale dans la couche pariétale, seulement si leur mesure est suffisamment détaillée dans la région de proche paroi (Tummers et al. 2011). L'utilisation d'une sonde de frottement, dont le principe est basé sur l'électrodifusion, par Alekseenko et Markovich (1994) ; Alekseenko et Markovich (1996) a permis de mesurer de façon précise la distribution radiale du frottement  $\tau_p(r)$  ( $H/D = 2 - 8$  et  $Re_D = 6\,300 - 55\,000$ ).

#### 1.4.2 Influence de la configuration sur la distribution des échanges pariétaux

On décrit dans les sections suivantes l'influence des paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques sur les transferts de chaleur et le coefficient de frottement sur la paroi d'impact. Le

tableau 1.8 rassemble les principales études expérimentales dédiées à la caractérisation des coefficients d'échanges pariétaux pour des configurations de jet isotherme. Les configurations non-isothermes font l'objet d'une description particulière à la section 1.4.2.5.

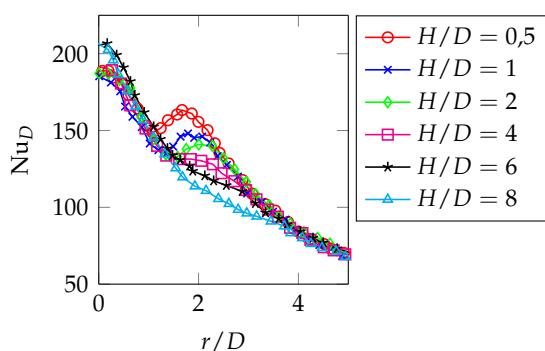
Auteurs	$Re_D$	$H/D$	Injecteur	$\varphi_p$	$T_p$
Gardon et Akfirat (1965)	2 500 – 28 000	2	Buse et conduite	HFS	fixée
Hoogendoorn (1977)	66 000	2 – 5,9	Buse et conduite	HTF	TLC
Baughn et Shimizu (1989)	23 750	2 – 14	Conduite	HTF	TLC
Buchlin et Laperches (1998)	20 000 – 70 000	0,08 – 5,6	Buse	HTF	ThIR
Lytle et Webb (1994)	3 600 – 18 400	0,1 – 1,6	Conduite	HTF	ThIR
Meola et al. (2000)	15 000 – 60 000	2 – 6	Buse	HTF	ThIR
Lee et al. (2003)	23 000	2 – 14	Conduite	HTF	TLC
O'Donovan et Murray (2007)	10 000 – 30 000	0,5 – 8	Conduite	HFS	TC
Hofmann et al. (2007)	15 000 – 60 000	2 – 6	Buse	HTF	ThIR
Katti et Prabhu (2008)	12 000 – 28 000	0,5 – 8	Conduite	HFF	ThIR
Roux et al. (2011)	28 000	3 et 5	Buse et conduite	HTF	ThIR
Choo et al. (2016)	10 000 – 30 000	0,1 – 40	Conduite	HTF	TC

TABLE 1.8 – Études consacrées à la mesure des coefficients d'échange pariétaux. La colonne  $\varphi_p$  correspond à la technique utilisée pour imposer ou mesurer le flux de chaleur. La colonne  $T_p$  décrit la technique de mesure de la température.

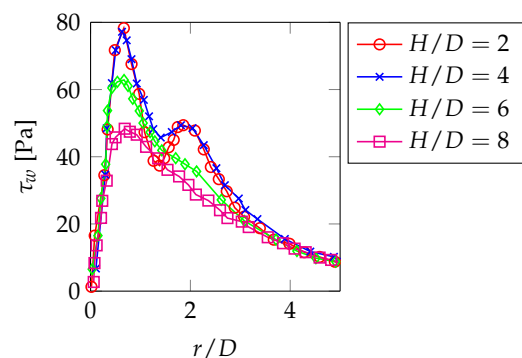
#### 1.4.2.1 Influence de la distance d'impact

Le paramètre  $H/D$  a une grande influence sur la distribution des échanges sur la paroi d'impact. Si la distance entre la sortie du jet et la paroi d'impact est supérieure à la longueur du noyau potentiel, un jet développé impacte la paroi. À l'inverse, si la plaque est située dans le noyau potentiel, la partie centrale du jet n'a pas subi les effets d'entraînement et conserve une quantité de mouvement axiale élevée.

**Nombre de Nusselt** La figure 1.15a présente la distribution du nombre de Nusselt sur la paroi



(a) Distribution radiale du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$  en fonction de la distance d'impact  $H/D$  pour un jet circulaire issu d'une conduite pleinement développée à  $Re_D = 28\,000$  (Katti et Prabhu 2008).



(b) Distribution radiale du frottement pariétal  $\tau_w$  en fonction de la distance d'impact  $H/D$  pour un jet circulaire issu d'une buse convergente à  $Re_D = 41\,600$  (Alekseenko et Markovich 1994).

FIGURE 1.15 – Influence de la distance d'impact sur les échanges pariétaux.



d'impact obtenue par [Katti et Prabhu \(2008\)](#) pour plusieurs distances d'impact. Pour les grandes distances d'impact, le nombre de Nusselt est maximum au point d'arrêt et décroît ensuite de manière monotone lorsque l'on s'éloigne du centre du jet. Pour les faibles distances d'impact, le nombre de Nusselt est maximum au point d'arrêt, passe par un minimum local vers  $r/D = 1,3$  et atteint un second maximum aux alentours de  $r/D = 2$ .

Le nombre de Nusselt au point d'arrêt le plus élevé est atteint pour la distance d'impact  $H/D = 6$ . [Kataoka et al. \(1987\)](#) ont montré que la valeur optimale du nombre de Nusselt au point d'impact est atteinte lorsque la plaque est placée légèrement en aval de la fin du noyau potentiel. Comme souligné par [Gardon et Akfirat \(1965\)](#), la distance d'impact optimale correspond à la position le long du jet pour laquelle le niveau de turbulence a suffisamment augmenté pour compenser la perte de quantité de mouvement axiale (courbe verte à la figure 1.6).

[Choo et al. \(2016\)](#) ont présenté l'évolution du nombre de Nusselt au point d'impact pour  $0.1 < H/D < 40$ . Leur résultats montrent qu'il dépend peu de  $H/D$  dans la gamme  $H/D = 1 - 7$  dans la mesure où la vitesse dans le noyau potentiel est toujours égale à la vitesse en sortie du jet  $U_j$ . Le nombre de Nusselt optimal est atteint autour de  $H/D = 7,5$ . Il diminue abruptement pour des distances d'impact  $H/D$  plus élevées.

**Frottement pariétal** [Alekseenko et Markovich \(1994\)](#) ont mesuré la distribution radiale du frottement pariétal  $\tau_p$  pour plusieurs distances d'impact (figure 1.15b). Le frottement est nul au point d'impact (point d'arrêt) et atteint un maximum en  $r/D = 1$ . Ce maximum correspond au maximum de vitesse radiale  $U_m$  définissant la frontière entre la région d'impact et le jet pariétal (section 1.3.2.3). Pour les faibles distances d'impact ( $H/D = 2$  et 4), la distribution du frottement pariétal présente un second maximum à  $r/D = 2$ . Pour les positions radiales plus élevées, le frottement diminue alors à cause de l'expansion radiale du jet pariétal.

#### 1.4.2.2 Influence du nombre de Reynolds

**Nombre de Nusselt** La figure 1.16 montre l'influence du nombre de Reynolds  $Re_D$  sur la distri-

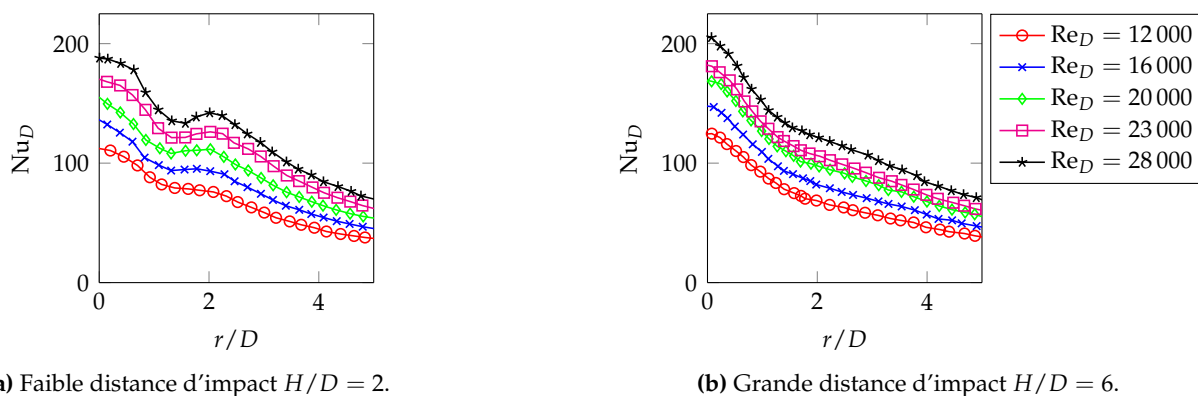


FIGURE 1.16 – Distribution radiale du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. ([Katti et Prabhu 2008](#)).

bution des échanges de chaleur pour une petite et une grande distance d'impact. Dans les deux cas, l'augmentation du nombre de Reynolds induit une augmentation globale des échanges de chaleur. Pour les faibles distance d'impact ( $H/D = 2$ ), l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une intensification du second maximum par rapport au nombre de Nusselt au point d'arrêt. On observe également que le second maximum s'éloigne du point d'arrêt lorsque le

nombre de Reynolds augmente. Lee et Lee (1999) ont proposé la corrélation suivante pour la position du second maximum en fonction du nombre de Reynolds  $Re_D$  :

$$\left(\frac{r}{D}\right)_{(2)} = 0,137Re_D^{0,265} \quad (1.20)$$

**Frottement pariétal** La figure 1.17 présente la distribution radiale du frottement pariétal  $\tau_p$  nor-

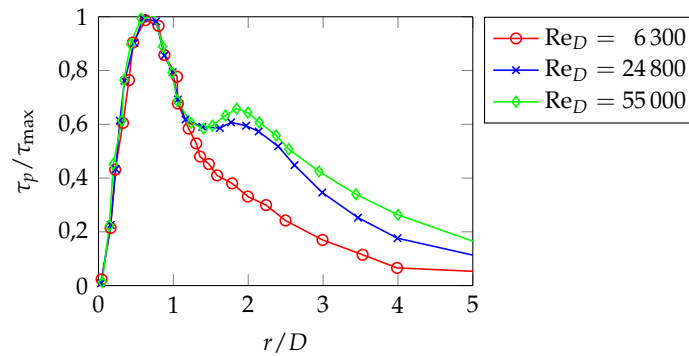


FIGURE 1.17 – Distribution radiale du frottement pariétal  $\tau_p$  normalisé par le frottement maximum  $\tau_p^{\max}$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_D$  pour un jet circulaire issu d’une buse convergente à une distance d’impact  $H/D = 3$ , d’après les mesures d’Alekseenko et Markovich (1996).

malisée par le frottement maximum  $\tau_p^{\max}$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_D$  pour une configuration à faible distance d’impact ( $H/D = 3$ ). À l’instar de la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$ , une augmentation du nombre de Reynolds  $Re_D$  provoque une intensification du second maximum dans la distribution de  $\tau_p$ .

### 1.4.2.3 Influence de la condition d’injection

Les différents types d’injection ont été introduits à la section 1.1.2.4.

Gardon et Akfirat (1965) ont montré que le taux de turbulence en sortie de l’injecteur avait peu d’influence sur les échanges pariétaux lorsque  $H/D > 6$  dans la mesure où la turbulence générée dans la couche de mélange l’emporte sur la turbulence initiale du jet.

Hoogendoorn (1977) et Roux et al. (2011) ont mesuré la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$  pour un jet issu d’une conduite et d’une buse convergente. Ces auteurs ont constaté que, pour le jet issu de la buse et une faible distance d’impact ( $H/D = 2$  et  $3$ ), le nombre de Nusselt maximum n’est pas atteint sur l’axe du jet mais qu’un maximum interne, parfois appelé premier maximum, apparaît aux alentours de  $r/D = 0,5$  (figure 1.18a). Par ailleurs, le nombre de Nusselt dans la région d’impact est plus élevé pour le jet issu de la conduite. Pour la grande distance d’impact, le jet issu d’une conduite pleinement développée fournit un meilleur transfert de chaleur par rapport au jet de buse (figure 1.18b).

### 1.4.2.4 Confinement

Les différents types de confinement ont été introduits à la section 1.1.1.3. Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) ont montré que le semi-confinement provoque une diminution de 10% des échanges de chaleur à la paroi pour une distance d’impact  $H/D = 6$ , attribuées aux niveaux de turbulence plus faibles observés dans les couches de mélange du jet semi-confiné par rapport à un jet non-confiné. Lorsque la distance d’impact est faible, le confinement peut provoquer l’apparition d’un écoulement de retour, comme mis en évidence par Baydar et Ozmen (2006) (figure 1.19).

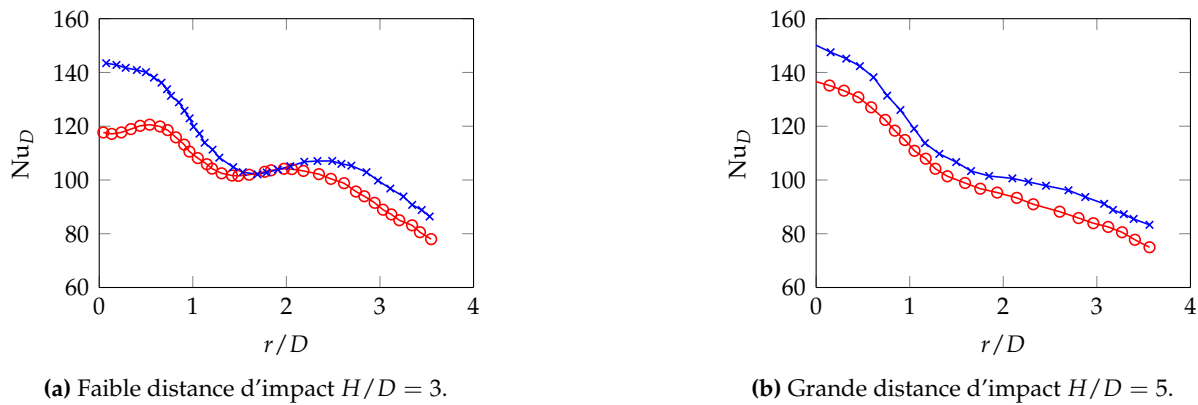


FIGURE 1.18 – Distribution radiale du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$  en fonction du type d'injection à  $Re_D = 28\,000$  (Roux et al. 2011). (—○—) : buse convergente. (—×—) : conduite pleinement développée.

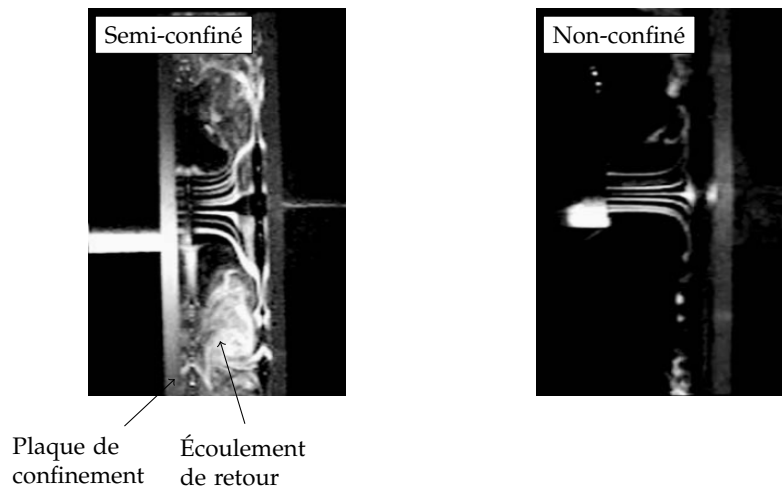


FIGURE 1.19 – Influence de la présence d'une paroi de confinement sur l'écoulement d'un jet rond ( $Re_D = 4800$ ) à faible distance d'impact  $H/D = 1$ . Visualisation par fumée de Baydar et Ozmen (2006).

Meola (1996) a étudié l'influence de la position et de la taille d'une collerette placée en amont de la buse sur l'écoulement d'un jet rond pour plusieurs distances d'impact. Il s'avère que pour de faibles distances d'impact et/ou une collerette de grand diamètre, l'écoulement de l'air le long de la plaque ne peut pas s'échapper librement vers le domaine ambiant et revient vers le jet dans un large mouvement de retour. Lorsque la collerette est éloignée de la plaque, l'écoulement de retour disparaît.

L'écoulement de retour, également mis en évidence par l'étude de Fitzgerald et Garimella (1998) pour un jet liquide submergé, fournit une partie du fluide entraîné par le jet. Ainsi, si un flux de chaleur est imposé à la paroi, le fluide entraîné, ayant déjà été en contact avec la plaque, s'est échauffé et est moins efficace pour refroidir la plaque, pouvant expliquer la baisse des échanges de chaleur. Ce phénomène est d'autant plus important que le flux de chaleur imposé à la paroi est élevé (San et al. 1997).

Les études de Colucci et Viskanta (1996) ont montré que les coefficients d'échange sont plus sensibles au nombre de Reynolds  $Re_D$  et à la distance d'impact  $H/D$  pour les jets confinés que pour les jets non-confinés. Ils ont aussi remarqué que l'effet du confinement diminue lorsque la

distance d'impact augmente.

### 1.4.2.5 Température du jet

Le tableau 1.9 rassemble les principales études conduites sur les jets non-isothermes. Le mé-

Auteurs	$Re_D$	$H/D$	$\Delta T$	$M_j$	$\varphi_p$	$T_p$
Hollworth et Gero (1985)	5 000 – 60 000	1 – 15	60 °C	faible	HFS	TC
Goldstein et al. (1990)	61 000 et 124 000	2 – 12	30 °C	0,47	HTF	TC
Baughn et al. (1991)	23 000 et 55 000	2,6 et 10	10 °C	0,11	HTF	TLC
Brevet (2001)	23 000	2	100 °C	0,16	HTF	ThIR
Fénot (2004)	8 000 – 26 500	2 – 10	120 °C	faible	HTF	ThIR
Buchlin (2011)	20 000 – 60 000	3 – 9	NC	faible	HTF	ThIR
Vinze et al. (2016)	5 000 – 23 000	1 – 10	100 °C	faible	HTF	ThIR

TABLE 1.9 – Études consacrées à des configurations de jets non-isothermes.

lange entre la température du fluide injecté et celle du fluide ambiant est généralement désigné par le terme *entraînement thermique*.

**Nombre de Nusselt** Les études énumérées dans le tableau 1.9 ont montré que la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$  n'est pas affecté par l'écart entre la température du jet et celle du milieu ambiant  $\Delta T = T_j - T_e$ , à condition que la température adiabatique paroi  $T_{ad.,p}$  soit prise comme température de référence  $T_{ref.}$ . Pour les gammes de température considérées, la distribution du nombre de  $Nu_D$  d'une configuration non-isotherme est donc identique à celle de la configuration isotherme, les autres paramètres restant égaux.

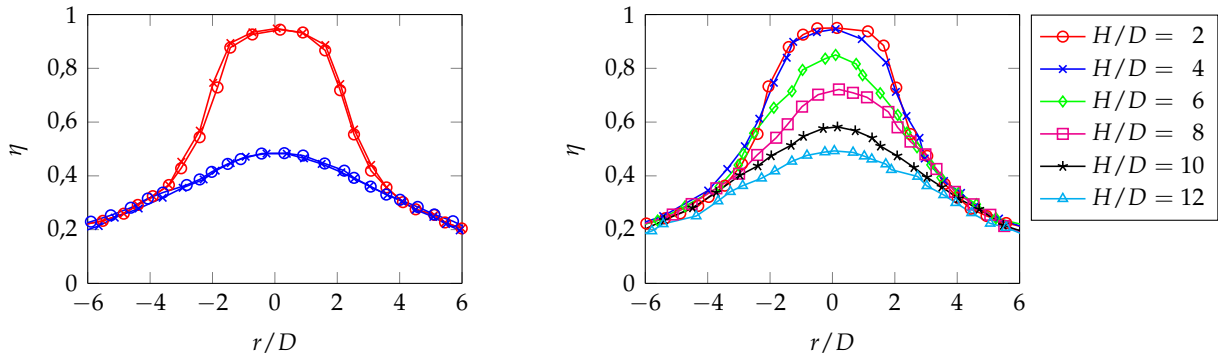
**Concept d'efficacité** La distribution radiale de la température adiabatique de paroi  $T_{ad.,p}$  est généralement représentée sous une forme adimensionnée, appelée efficacité  $\eta$ . Pour les jets à faible nombre de Mach  $M_j$ , elle s'exprime comme (Hollworth et Wilson 1984) :

$$\eta = \frac{T_{ad.,p} - T_e}{T_j - T_e} \quad (1.21)$$

Les études présentées dans le tableau 1.9 ont montré que la distribution radiale de l'efficacité  $\eta$  est indépendante du nombre de Reynolds  $Re_D$  (figure 1.20a). Elle varie par contre fortement avec la distance d'impact  $H/D$  dans la région d'impact et dans une moindre mesure dans la région du jet pariétal (voir figure 1.20b). Pour les faibles distances d'impact ( $H/D \leq 4$ ), l'efficacité au point d'impact est proche de l'unité avec un profil très plat dans la zone centrale du jet. Pour ces faibles distances d'impact, la température dans le noyau « potentiel » n'est pas encore affectée par l'entraînement de l'air ambiant. Pour de plus grandes distances d'impact ( $H/D > 4$ ), le noyau potentiel disparaît et l'ensemble du jet est soumis à l'entraînement, se traduisant par une diminution de l'efficacité au point d'impact.

### 1.4.2.6 Corrélations

Les corrélations, généralement basées sur l'extrapolation des mesures expérimentales, sont surtout utiles dans le dimensionnement de dispositifs de refroidissement/chauffage dans un cadre industriel. Les revues de Martin (1977), Jambunathan et al. (1992) et Zuckerman et Lior (2006) fournissent un certain nombre de corrélations utiles. Les corrélations les plus récentes sont fournies par Hofmann et al. (2007) et Katti et Prabhu (2008). Elles concernent généralement :



(a) Influence du nombre de Reynolds pour deux distances d'impact. Rouge :  $H/D = 2$ . Bleu :  $H/D = 12$ . Cercle :  $Re_D = 61000$ . Croix :  $Re_D = 124000$ .

(b) Influence de la distance d'impact à  $Re_D = 61000$ .

FIGURE 1.20 – Distribution radiale de l'efficacité  $\eta(r)$  d'un jet rond chauffé en fonction de la distance d'impact  $H/D$  et du nombre de Reynolds  $Re_D$  (Goldstein et al. 1990).

- ▷ Le nombre de Nusselt au point d'impact  $Nu_D^{(0)}$ ;
- ▷ La distribution radiale du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$ ;
- ▷ Le nombre de Nusselt global défini par  $\overline{Nu}_D$  :

$$\overline{Nu}_D = \frac{2}{r^2} \int_0^R r Nu_D(r) dr \quad (1.22)$$

Ces corrélations sont généralement exprimées en fonction du nombre de Reynolds  $Re_D$ , du nombre de Prandtl  $Pr$  et de la distance d'impact  $H/D$ .

$$Nu_D = C Re_D^n Pr^m f\left(\frac{H}{D}\right) \quad (1.23)$$

avec  $f(H/D)$ ,  $n$ ,  $m$  et  $C$  déterminés de manière à minimiser la différence avec un certain nombre de mesures expérimentales sur la gamme la plus large possible. La complexité des distributions du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$ , mise en évidence dans les sections précédentes, rend toutefois leur détermination difficile et nécessite de traiter séparément les différentes régions de l'écoulement.

Lee et Lee (1999) ont proposé une corrélation pour le nombre de Nusselt au point d'arrêt pour un jet issu d'une conduite pleinement développée dans la gamme des distances d'impact  $2 < H/D < 10$  :

$$Nu_D^{(0)} = 0,443 Re_D^{0,565} \left(\frac{H}{D}\right)^{0,0384} \quad (1.24)$$

Plusieurs études (Lytle et Webb 1994) ont également montré que l'exposant  $n$  pour le nombre de Reynolds  $Re_D$  se situe aux environs de 0,5.

Katti et Prabhu (2008) ont divisé la paroi d'impact en trois régions et déterminé des corrélations adaptées à chacune. La différence dans la valeur de l'exposant  $n$  (tableau 1.10) traduit le fait que les processus physiques responsables des échanges de chaleur diffèrent en fonction de la région. La corrélation qu'ils ont proposée pour la région du jet pariétal correspond à la corrélation classiquement utilisée pour une plaque plane mais multipliée par un facteur 3. Ceci illustre l'intérêt des configurations en impact en ce qui concerne l'efficacité des échanges par rapport à un écoulement classique parallèle à la paroi (type « film cooling »).

Région	$n$
Région d'impact $0 < r/D < 1$	0,5
Région de transition $1 < r/D < 2.5$	0,62
Jet pariétal $r/D > 2.5$	0,8

TABLE 1.10 – Valeur de l'exposant  $n$  en fonction de la région d'après les corrélations de [Katti et Prabhu \(2008\)](#).

L'influence du nombre de Prandtl  $Pr$  a été évaluée par [Garimella et Rice \(1995\)](#) et [Li et Garimella \(2001\)](#) à l'aide d'autres fluides que l'air. Des corrélations pour le nombre de Nusselt moyen et au point d'arrêt ont été proposées pour une gamme de nombres de Prandtl compris entre 0,7 et 25,2. L'exposant  $m$  est proche de 0,4.

#### 1.4.2.7 Dispersion des résultats expérimentaux

[Behnia et al. \(1999\)](#); [Uddin \(2008\)](#) et [Uddin \(2008\)](#) ont mis en évidence la dispersion des distributions du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$  mesurées sur des configurations présentant *a priori* les mêmes paramètres en terme de distance d'impact  $H/D$ , de nombre de Reynolds  $Re_D$  et de type d'injection. La figure 1.21 compare les distributions de Nusselt  $Nu_D(r)$  pour une configuration de conduite pleinement développée pour un nombre de Reynolds  $Re_D \simeq 23\,000$ , pour une faible (figure 1.21a) et grande (figure 1.21b) distance d'impact  $H/D$ .

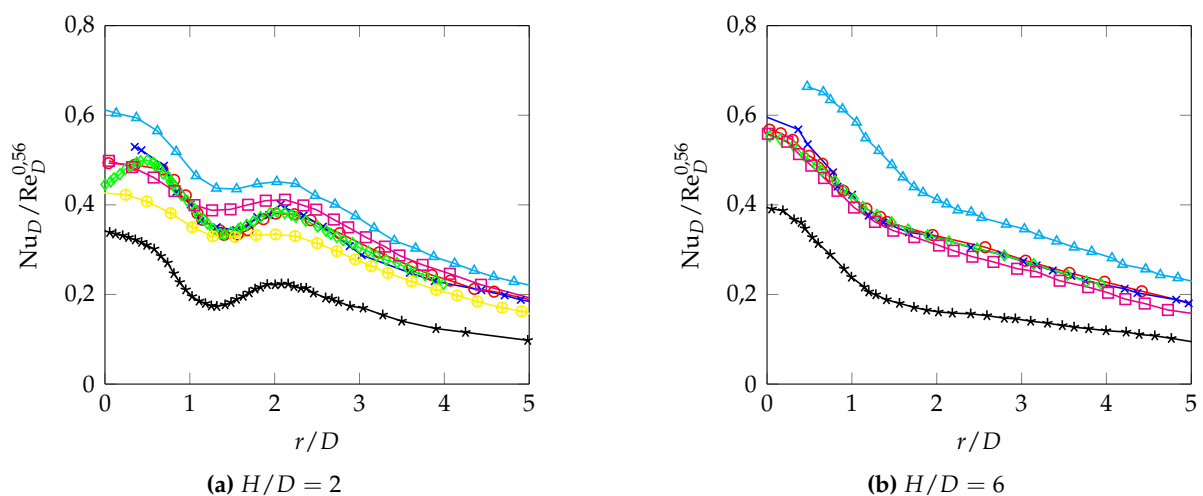


FIGURE 1.21 – Distribution radiale du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$  pour un jet issu d'une conduite pleinement développée à  $Re_D \simeq 23\,000$  selon différents auteurs. (—○—) : [Baughn et Shimizu \(1989\)](#)  $Re_D = 23\,750$ . (—×—) : [Baughn et al. \(1991\)](#)  $Re_D = 23\,300$ . (—◇—) : [Lee et Lee \(1999\)](#)  $Re_D = 25\,000$ . (—□—) : [Brevet \(2001\)](#)  $Re_D = 23\,400$ . (—⊕—) : [Fénot et al. \(2005\)](#)  $Re_D = 23\,000$ . (—★—) : [O'Donovan et Murray \(2007\)](#)  $Re_D = 20\,000$ . (—△—) : [Katti et Prabhu \(2008\)](#)  $Re_D = 23\,000$ .

On constate que la dispersion est importante, à la fois sur les niveaux (jusqu'à 50%) mais aussi sur la forme de la distribution. Les mesures de [Lee et Lee \(1999\)](#) font apparaître un premier maximum vers  $r/D = 0,5$  alors que les autres mesures montrent que le nombre de Nusselt maximum est atteint au point d'arrêt  $r/D = 0$ .

La dispersion des mesures peut s'expliquer par :

- ▷ la multiplicité des moyens de mesures des échanges convectifs (section 1.4.1.1);
- ▷ le choix de la température de référence ( $T_j$ ,  $T_e$  ou  $T_{ad,p}$ ) pour le calcul du coefficient d'échange;
- ▷ le choix de la température d'évaluation des propriétés thermo-physiques ( $\lambda_f$ ,  $\nu$ ), pas toujours clairement explicité;
- ▷ des différences dans la géométrie de la configuration (confinement, diamètre du jet, caractère réellement développé de la conduite), pas toujours clairement décrite.

La dispersion entre les mesures est plus importante sur des configurations à faibles distances d'impact, dans la mesure où le développement initial du jet est fortement influencé par la géométrie de l'injection.

### 1.4.3 Relation entre l'écoulement et la distribution des échanges

Maintenant que nous avons présenté les propriétés aérodynamiques de l'écoulement ainsi que la distribution des échanges de chaleur, on s'intéresse aux liens entre ces deux aspects.

La distribution des échanges de chaleur sur la paroi impactée est fixée par plusieurs facteurs (Liu et Sullivan 1996) :

- ▷ l'écoulement moyen (champ de vitesse : accélération et décélération de l'écoulement);
- ▷ les grandes structures cohérentes issues de la couche de mélange (structures primaires);
- ▷ les petites échelles de la turbulence : diffusion turbulente;
- ▷ la diffusion moléculaire.

L'ensemble de ces facteurs agit, de manière plus ou moins importante en fonction de la configuration, sur la distribution du nombre de Nusselt. Par exemple, les influences opposées de la diminution de la vitesse radiale  $U_m(r)$  et de l'augmentation de la turbulence dans le jet pariétal sur le flux de chaleur rendent difficile la justification des distributions particulières du nombre de Nusselt observées pour les faibles distances d'impact.

Au vu de la complexité de l'écoulement associé à la couche pariétale et à la région d'impact, plusieurs auteurs (Kataoka 1990 ; Guerra et al. 2005 ; Chung et al. 2002) soulignent que l'analogie de Reynolds :

$$\frac{\text{Nu}_D}{\text{Re}_D \text{Pr}^{1/3}} = \frac{C_f}{2} \quad (1.25)$$

entre l'échange de quantité de mouvement (coefficient de frottement  $C_f$ ) et de chaleur n'est plus valide. C'est notamment le cas dans la région voisine du point d'impact  $r/D = 0$ , où le nombre de Nusselt est maximal alors que le frottement est nul (point d'arrêt). Chung et al. (2002) ont également montré la non-applicabilité de l'analogie de Reynolds dans le jet pariétal qui provient, selon eux, de la présence des structures primaires de l'écoulement. Mentionnons à ce propos, que très peu de travaux expérimentaux ont permis de mesurer conjointement et de manière instationnaire les échanges pariétaux et la vitesse. Pour cette raison, les simulations numériques haute-fidélité restent un outil indispensable dans la compréhension des mécanismes liant les champs de vitesse et de température avec les transferts de chaleur.

On rassemble ci-dessous, les scénarios qui ont été proposés concernant la distribution particulière du nombre de Nusselt. On rappelle que pour les faibles distances d'impact deux maxima apparaissent : un dans la région d'impact (au point d'arrêt pour un jet de conduite et en  $r/D = 0,5$  pour un jet de buse) et un dans le jet pariétal vers  $r/D = 2$ .

### 1.4.3.1 Maximum dans la région d'impact

D'après [Gardon et Akfirat \(1965\)](#), le premier maximum en  $r/D = 0,5$  observé pour les jets issus d'une buse convergente est dû à l'accélération de l'écoulement et à l'amincissement local de la couche limite thermique. [Lytle et Webb \(1994\)](#) expliquent, quant à eux, ce maximum par la pénétration de la couche de mélange du jet libre dans la couche limite pariétale, conjugué au faible niveau de turbulence au centre du jet. [Rohlfis et al. \(2012\)](#) ont étudié l'influence du profil de vitesse en sortie de jet sur la distribution du nombre de Nusselt pour un jet rond laminaire, à l'aide d'une simulation numérique directe. Un maximum interne est observé à  $r/D = 0,65$  pour un profil d'injection uniforme et une distance d'impact de  $H/D = 4,5$ . Pour cette même distance d'impact, aucun maximum interne n'est observé pour un profil d'injection de type loi en puissance, similaire au profil de vitesse d'une conduite pleinement développée. Le maximum interne n'est donc pas directement lié la pénétration de la couche de mélange, mais à l'amincissement de la couche limite associé à une augmentation de la vitesse normale au-dessus de la paroi d'impact.

### 1.4.3.2 Maximum dans le jet pariétal : le « second maximum »

Plusieurs explications ont été proposées afin d'expliquer l'origine du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt, apparaissant pour les faibles distances d'impact ( $H/D < 4$ ). Il n'y a, à ce jour, pas de consensus clair sur le scénario exact, malgré le nombre d'études consacrées à son sujet.

[Gardon et Akfirat \(1965\)](#) ont attribué le second maximum à une transition laminaire-turbulent. Cette explication a été reprise par [Lee et Lee \(1999\)](#) et [Katti et Prabhu \(2008\)](#). Ces auteurs justifient la transition sur la base de la mesure d'une augmentation importante du niveau de turbulence dans la région correspondant au second maximum. Cette explication est cependant mise en défaut pour des jets qui sont turbulents dès l'injection (jet issu d'une conduite pleinement développée) dans la mesure où la couche limite pariétale est déjà turbulente dès sa naissance au point d'arrêt, comme le confirment les mesures de [Cooper et al. \(1993\)](#) et [Tummers et al. \(2011\)](#).

[Lytle et Webb \(1994\)](#) ont également observé un haut niveau de turbulence dans la région associée au second maximum mais préfèrent l'associer à l'intense cisaillement entre le jet pariétal et l'air ambiant au repos. Pour un même nombre de Reynolds  $Re_D$ , le maximum secondaire s'intensifie et se rapproche de l'axe du jet lorsque la distance d'impact diminue à cause de la plus forte accélération de l'écoulement ainsi que de l'intense cisaillement que cette accélération provoque.

[O'Donovan et Murray \(2007\)](#) ont effectué des mesures couplées de la vitesse et du flux de chaleur instantané pour un jet issu d'une conduite, à faible distance d'impact. Ils observent que les fluctuations du flux de chaleur sont corrélées avec la fréquence de passage des structures primaires. Ces auteurs associent également le second maximum à une augmentation importante des fluctuations turbulentes dans la couche pariétale, suite à la désintégration des structures primaires. L'intensité de ces structures est d'autant plus faible qu'elles ont subi le processus d'appariement, expliquant la diminution de l'intensité du second maximum lorsque la distance d'impact augmente.

Depuis l'observation du phénomène de décollement instationnaire par [Didden et Ho \(1985\)](#) (section 1.3.2.3), plusieurs auteurs ont mis en relation la présence de structures secondaires dans l'écoulement au-dessus de la paroi d'impact avec l'apparition du second maximum. [Popiel et Trass \(1991\)](#) ont proposé que le décollement instationnaire soit associé à une diminution du flux de chaleur, tandis que la désintégration de la structure secondaire suite à sa rencontre avec la structure primaire provoque un accroissement du niveau de turbulence expliquant le second maximum. Cette hypothèse est également soutenue par [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) suite à la réalisation d'une simulation LES résolue à la paroi. Ils ont montré que les régions décollées, apparaissant entre  $r/D = 1,3$  et  $1,8$ , provoquent un épaississement de la couche limite thermique (figure 1.22) et



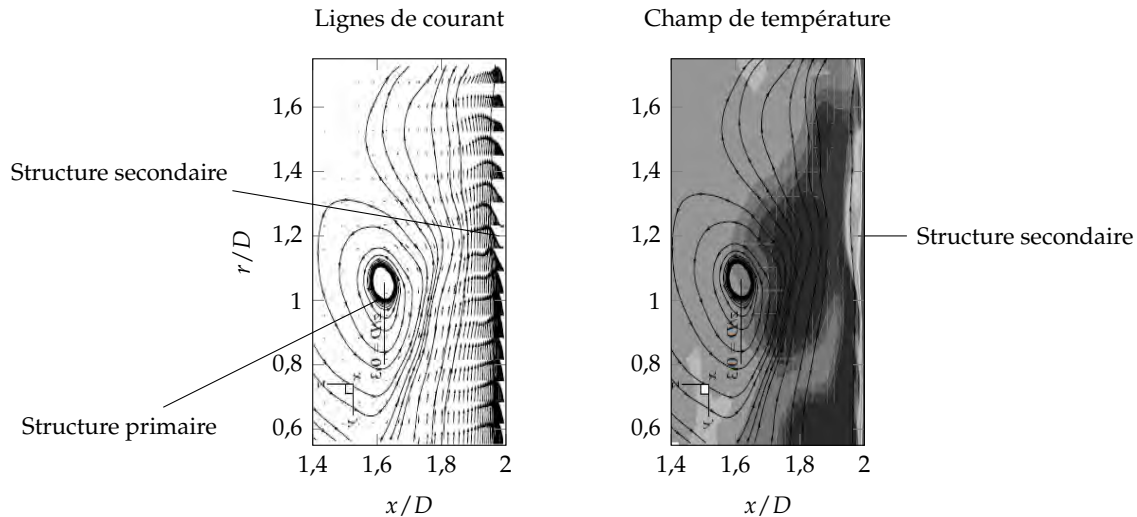


FIGURE 1.22 – Lignes de courant et champ de température au-dessus de la paroi d’impact. La structure secondaire générée par la structure primaire est localisée en  $r/D = 1,2$  (Hadžiabdić 2006)

par conséquent une diminution des échanges pariétaux, expliquant le minimum local à  $r/D = 1,5$  dans la distribution du nombre de Nusselt. Ils observent également une augmentation de l’énergie cinétique turbulente à proximité de la paroi d’impact aux alentours du second maximum. Ce scénario a été dernièrement repris par Sodjavi et al. (2016) suite à des mesures conjointes du champ de vitesse au-dessus de la paroi d’impact et du coefficient d’échange.

Les simulations numériques directes de Chung et al. (2002); Rohlfs et al. (2012); Wilke et Sesterhenn (2015) ont mis en évidence l’apparition de structures secondaires pour des jets à faible nombre de Reynolds ( $Re_D \simeq 1000$ ). Le passage d’une structure secondaire provoque une forte diminution puis une augmentation des échanges pariétaux. La distribution moyenne du nombre de Nusselt présente néanmoins un second maximum peu marqué (très localisé ou similaire à un plateau), illustrant la compensation entre l’augmentation et la diminution alternative des échanges lors du passage d’une structure secondaire (Rohlfs et al. 2012). Rohlfs et al. (2012) ont remarqué que la position du second maximum correspond à l’endroit où la structure secondaire s’écarte de la paroi (figure 1.13b). Chung et al. (2002) expliquent l’apparition du second maximum par le mouvement d’enroulement provoqué par la structure secondaire, apportant du fluide frais au voisinage de la paroi d’impact.

À l’aide d’une simulation LES résolue à la paroi ( $Re_D = 23000$  et  $H/D = 2$ ), Uddin et al. (2013) ont correctement prévu le second maximum sans pour autant observer de zones décollées. Le second maximum est plutôt associé au phénomène intermittent d’intense accélération et décélération de l’écoulement au voisinage de la paroi dû au passage des structures primaires. Dans la région comprise entre  $r/D = 1,4$  et  $2,8$  (« thermally significant zone »), ils observent des structures cohérentes allongées orientées dans la direction de l’écoulement. Elles provoquent localement un mouvement vertical de l’écoulement, se traduisant par l’apparition de points chauds et de points froids, respectivement associés à des valeurs faibles et élevées du nombre de Nusselt local (figure 1.23).

Dairay et al. (2015) ont réalisé une simulation numérique directe d’un jet à  $Re_D = 10000$  et  $H/D = 2$ . Ils ont observé une forte cohérence des structures secondaires associées au décollement instationnaire. Lorsqu’elles se propagent le long de la paroi d’impact, les déformations auxquelles elles sont soumises provoquent des instabilités azimutales. Le processus conduit à la formation de points froids associés à une augmentation importante et localisée des échanges de chaleur. Contrairement à Hadžiabdić et Hanjalić (2008), Dairay et al. (2015) ont associés les zones décollées

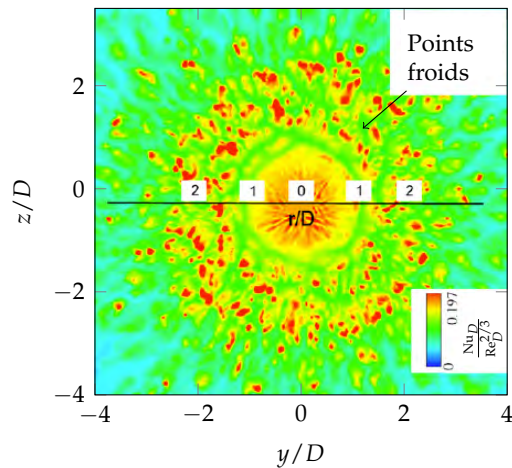


FIGURE 1.23 – Apparition de points froids dans la distribution instantanée du nombre de Nusselt (Uddin et al. 2013).

à une augmentation des échanges pariétaux, comme le montre les champs de vitesse et de température aux voisinage d'un point froid (figure 1.24). Enfin, comme Uddin et al. (2013), ils constatent

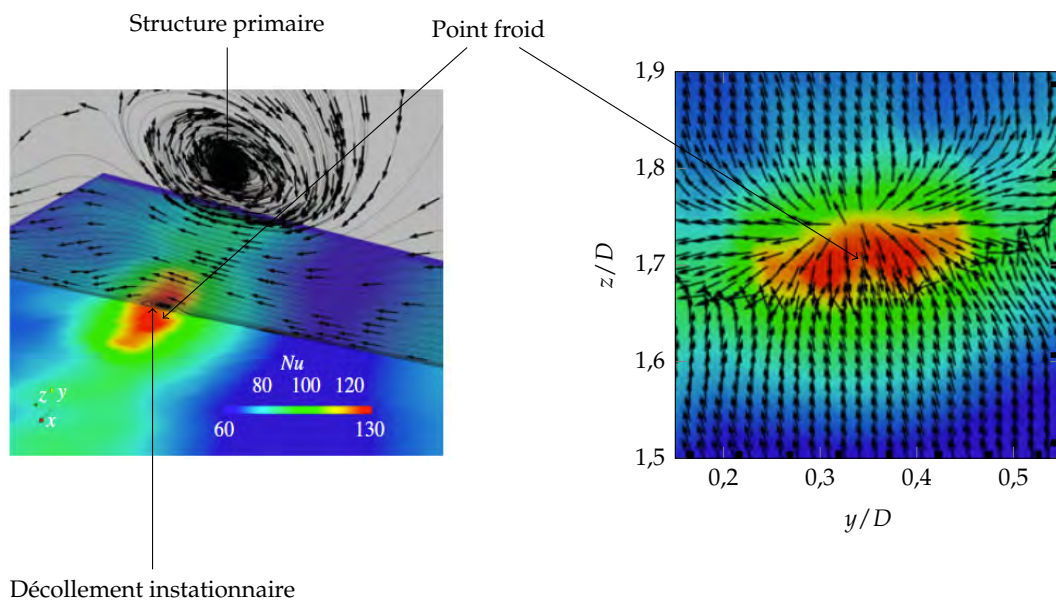


FIGURE 1.24 – Champ aérothermique autour d'un point froid (Dairay et al. 2015).

une propagation filamenteuse des zones à fort coefficient d'échange qui sont, selon eux, liées à des structures cohérentes orientées dans la direction de l'écoulement. La présence dans le jet pariétal de structure étirées radialement (« streaks ») a également été mise en évidence par Hadžiabdić et Hanjalić (2008).

Le tableau ci-dessous synthétise les explications qui viennent d'être abordées.

Auteurs	SS	SM	$Re_D$	$H/D$	État	Scénario
Chung et al. (2002)	Oui	Oui (faible)	1 000	10	Lam.	enroulement de SS
Rohlfis et al. (2012)	Oui	Oui (faible)	1 000	4,5	Lam.	éjection de SS
Meola et al. (2000)	Oui	Oui	30 000	2	Turb.	recollement de SS
Wilke et Sesterhenn (2015)	Oui	Oui (faible)	3 300	5	Turb.	éjection de SS + turbulence
Hadžiabdić et Hanjalić (2008)	Oui	Oui	20 000	2	Turb.	éjection de SS + turbulence
Sodjavi et al. (2016)	Oui	Oui	5 000	2	Turb.	éjection de SS + turbulence
Uddin (2008)	Non	Oui	23 000	2	Turb.	accélér./décél. dû à SP
Dairay et al. (2015)	Oui	Oui	10 000	2	Turb.	points « froids » dû à SS

Cet état de l'art montre que l'observation d'un décollement instationnaire (structure secondaire, SS) n'est pas forcément nécessaire pour voir émerger un second maximum (SM) dans la distribution moyenne des échanges de chaleur. Lorsqu'une structure secondaire est observée, il y a, par ailleurs, des contradictions sur son rôle exact : augmentation ou diminution du coefficient d'échange ? Les différentes études sont cependant d'accord sur le rôle joué par la structure primaire (SP) dans l'émergence du phénomène.

## 1.5 Modélisation

Cette section est dédiée à la résolution numérique de l'écoulement de jet en impact. On commencera par présenter les équations à résoudre ainsi que les différents niveaux de modélisation disponibles pour la simulations des écoulements turbulents. Pour chacune de ces stratégies, on décrira ensuite les principales études effectuées sur des configurations de jet rond en impact.

### 1.5.1 Équations de Navier-Stokes

Les écoulements de fluides newtoniens sont régi les équations de Navier-Stokes. Elles forment un système fermé d'équations aux dérivées partielles représentant respectivement les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Les cinq inconnues de ce système sont les variables conservatives :

$$\left[ \begin{array}{ccc} & \text{quantité de mouvement} & \\ \underbrace{\rho}_{\text{masse volumique}} & \underbrace{\rho \mathbf{u}} & \underbrace{\rho E}_{\text{énergie totale}} \end{array} \right]$$

Les équations de Navier-Stokes s'écrivent comme :

1. Équation de la continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.26)$$

2. Équation de la quantité de mouvement  $\rho \mathbf{u}$  :

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u})}_{\text{convection}} = \overbrace{-\nabla p}^{\text{gradient de pression}} + \underbrace{\nabla \cdot \tau_v}_{\text{diffusion visqueuse}} \quad (1.27)$$

3. Équation de l'énergie totale  $E = e + \frac{1}{2} \|\mathbf{u}\|^2$  :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{u}]}_{\text{convection}} = \overbrace{\nabla \cdot (\tau_v \cdot \mathbf{u})}^{\text{travail de } \tau_v} - \underbrace{\nabla \cdot \varphi}_{\text{conduction thermique}} \quad (1.28)$$

Avec l'hypothèse de Stokes, le tenseur des contraintes visqueuses  $\tau_v$  s'exprime en fonction du gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u}$  et de la viscosité dynamique  $\mu$  :

$$\tau_v = \mu \left[ \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^t - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} \right] \quad (1.29)$$

Le flux de chaleur par conduction au sein du fluide s'exprime quant à lui en fonction du gradient de température à l'aide du coefficient de conduction du fluide  $\lambda_f$  (loi de Fourier) :

$$\varphi = -\lambda_f \nabla T \quad (1.30)$$

Pour un gaz caloriquement parfait, l'énergie interne  $e$  est proportionnelle à la température statique :  $e = c_v T$ , avec  $c_v$  la capacité calorifique spécifique à volume constant. Le système formé par les équations (1.26)-(1.28) est fermé par la relation des gaz parfaits :

$$\frac{p}{\rho} = \mathcal{R} T$$

avec  $\mathcal{R} = c_p - c_v = 287 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , pour l'air à température ambiante. L'influence de la température sur la viscosité est généralement modélisée par la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = \mu_{\text{ref.}} \left( \frac{T}{T_{\text{ref.}}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{\text{ref.}} + 110,4}{T + 110,4}$$

avec  $\mu_{\text{ref.}} = 1,78 \times 10^{-5} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}$  et  $T_{\text{ref.}} = 288,15 \text{ K}$ .

### 1.5.2 Échelles de la turbulence

Le nombre de Reynolds  $Re_L$  représente le rapport entre le terme de convection et la diffusion visqueuse de (1.27). Lorsque celui-ci est suffisamment élevé, l'écoulement est en régime turbulent. La non-linéarité du terme de convection provoque l'apparition d'une large gamme d'échelles de longueur et de temps. La figure 1.25a représente le spectre d'énergie caractéristique des écoulements turbulents. Il représente l'énergie des structures en fonction de leur nombre d'onde  $\kappa$ . Les grands nombres d'onde correspondent aux petites structures.

Les plus grandes échelles de la turbulence sont de l'ordre de grandeur des dimensions géométriques  $L$  et correspondant à un petit nombre d'onde  $\kappa_L$ . Les plus petites échelles correspondent

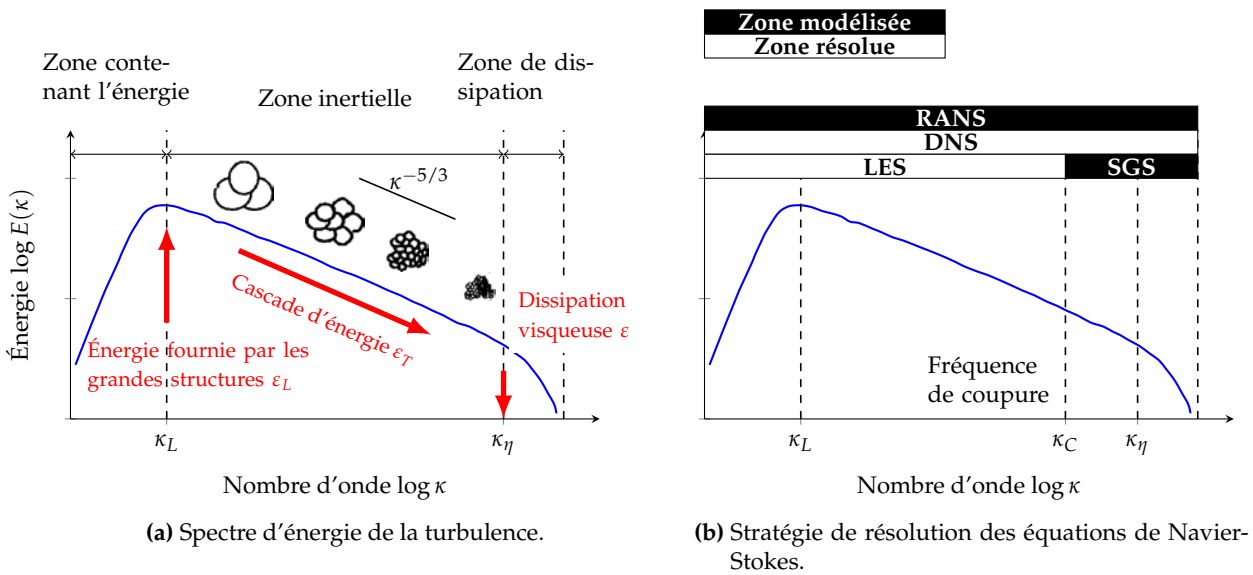


FIGURE 1.25 – Caractérisation spectrale de la turbulence et des stratégies pour la résoudre.

à l'échelle de Kolmogorov  $\eta$ . Pour ces nombre d'onde élevés  $\kappa_\eta$ , l'énergie cinétique est dissipée en chaleur à cause des effets visqueux. Les transferts d'énergie  $\varepsilon_T$  des plus grandes échelles vers les échelles les plus petites se réalisent au cours de la cascade d'énergie mise en évidence par Kolmogorov. Ce processus est dit « à l'équilibre » lorsque le taux de dissipation visqueuse  $\varepsilon$  est égal à l'énergie extraite des plus grandes structures  $\varepsilon_L$ .

Le rapport  $L/\eta$  entre les plus grandes et les plus petites structures est proportionnel à une puissance du nombre de Reynolds :

$$\frac{L}{\eta} \propto Re_t^{3/4}$$

avec  $Re_t = UL/\nu$  le nombre de Reynolds turbulent, construit à partir de la vitesse et de la dimension des plus grandes structures.

Kármán (1948) a proposé une expression analytique pour le spectre de la turbulence  $E(\kappa)$  couramment utilisée pour représenter la totalité du spectre d'énergie d'une turbulence homogène et isotrope :

$$E(\kappa) = A \frac{2}{3} \frac{k}{\kappa_L} \frac{\left(\frac{\kappa}{\kappa_L}\right)^4}{\left(1 + \left(\frac{\kappa}{\kappa_L}\right)^2\right)^{17/6}} \exp\left(-2 \left(\frac{\kappa}{\kappa_\eta}\right)^2\right) \quad (1.31)$$

avec  $k$  l'énergie cinétique turbulente,  $\kappa$  le nombre d'onde.  $\kappa_L$  correspond au nombre d'onde où l'énergie est maximale. Le spectre est relié à l'énergie cinétique turbulence  $k$  et au taux de dissipation  $\varepsilon$  par les relations suivantes :

$$\int_0^\infty E(\kappa) d\kappa = k \quad \text{et} \quad 2\nu \int_0^\infty \kappa^2 E(\kappa) d\kappa = \varepsilon \quad (1.32)$$

### 1.5.3 Niveaux de modélisation

On peut classer les différentes stratégies de modélisation des écoulements turbulents en fonction de la région du spectre d'énergie qui est résolue ou modélisée (figure 1.25b). Ces stratégies diffèrent par leur niveau de précision et par leur coût.

### 1.5.3.1 Simulation numérique directe (DNS)

La simulation numérique directe (« Direct Numerical Simulation », DNS) consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes (1.26)-(1.28), sans autre forme de modélisation. L'ensemble du spectre de la turbulence est résolu. Ces simulations requièrent un maillage à peu près isotrope dont la taille de maille est inférieure à l'échelle de dissipation visqueuse  $\eta$  et dont les dimensions totales permettent la résolution des grandes échelles  $L$ . Le nombre de points nécessaires dans le maillage est estimé par :

$$N_x \times N_y \times N_z \propto \left(\text{Re}_t^{3/4}\right)^3 = \text{Re}_t^{9/4} \quad (1.33)$$

La résolution temporelle doit correspondre à l'échelle de temps associée aux petites structures  $\tau_\eta$ , tandis que la durée de la simulation doit être suffisamment élevée pour capturer la physique des grosses structures  $\tau_L$ . Le coût d'une simulation DNS est généralement estimé comme :

$$N_x \times N_y \times N_z \times N_t \propto \text{Re}_t^{9/4} \times \text{Re}_t^{1/2} = \text{Re}_t^{11/4} \quad (1.34)$$

Il devient prohibitif pour des configurations à haut nombre de Reynolds et limite les simulations numériques directes au domaine de la recherche.

### 1.5.3.2 Approche RANS

L'approche RANS (« Reynolds-Averaged Navier-Stokes ») consiste à modéliser l'ensemble du spectre de la turbulence et à ne résoudre que l'écoulement moyen, dans le but de réduire le coût de calcul par rapport à l'approche directe. Cette stratégie est basée sur la décomposition de Reynolds présentée à la section (1.1.2.2). En injectant la décomposition (1.3) dans les équations de Navier-Stokes (1.26)-(1.28) puis en appliquant l'opérateur <sup>4</sup> moyenne, on construit le système d'équations RANS :

1. Équation moyenne de la continuité

$$\nabla \cdot (\langle \rho \rangle \bar{\mathbf{u}}) = 0 \quad (1.35)$$

2. Équation de la conservation moyenne de la quantité de mouvement

$$\underbrace{\nabla \cdot (\langle \rho \rangle \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}})}_{\text{convection}} = \underbrace{-\nabla \langle p \rangle}_{\text{gradient de pression}} + \underbrace{\nabla \cdot \tau_v}_{\text{diffusion visqueuse}} + \underbrace{\nabla \cdot \tau_t}_{\text{diffusion turbulente}} \quad (1.36)$$

avec  $\tau_t = -\langle \rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle$ , le tenseur des tensions turbulentes ou tenseur des contraintes de Reynolds.

3. Équation de conservation moyenne de l'énergie totale

$$\nabla \cdot [(\rho (\bar{E} + k) + \langle p \rangle) \bar{\mathbf{u}}] = \underbrace{\nabla \cdot (\tau_v \cdot \bar{\mathbf{u}})}_{\text{travail de } \tau_v} + \underbrace{\nabla \cdot (\tau_t \cdot \bar{\mathbf{u}})}_{\text{travail de } \tau_t} - \underbrace{\nabla \cdot \varphi}_{\text{conduction thermique}} - \underbrace{\nabla \cdot \varphi_t}_{\text{conduction turbulente}} \quad (1.37)$$

4. Dans le cas général des équations de Navier-Stokes compressibles, on applique la *moyenne de Reynolds pondérée par la masse* ou *moyenne de Favre* pour la vitesse  $\mathbf{u}$  et l'énergie totale  $E$ . Pour ces variables, la décomposition se réécrit comme :

$$f = \bar{f} + f'$$

avec

$$\bar{f} = \frac{\langle \rho f \rangle}{\langle \rho \rangle}$$

avec  $\varphi_t = -c_p \langle \rho \mathbf{u}' T' \rangle$  le flux de chaleur turbulent et  $k = \frac{1}{2} \langle \rho \mathbf{u}'^2 \rangle / \langle \rho \rangle$  l'énergie cinétique turbulente.

Cette transformation fait apparaître de nouvelles inconnues (6 pour le tenseur de Reynolds et 3 pour le flux de chaleur turbulent) qui laissent le système ouvert. Le modèle de turbulence propose une modélisation de ces termes. Un grand nombre de modèles, captant une physique plus ou moins riche, a été proposé. À l'heure actuelle, aucun modèle ne permet de prévoir correctement tous les types d'écoulement turbulents. On décrit ci-dessous les grandes familles de modélisation proposées pour la modélisation des tensions turbulentes et du flux de chaleur turbulent.

**Modélisation des tensions turbulentes** On distingue deux grandes familles de modèles :

- ▷ Modèles du premier ordre : le tenseur des contraintes de Reynolds  $\tau_t$  est directement relié au tenseur du taux de déformation de l'écoulement moyen  $\mathbb{S}$  par l'intermédiaire d'une quantité scalaire appelée viscosité turbulente  $\nu_t$ . On parle également de modèle à viscosité turbulente (« Eddy-Viscosity Model », EVM) :

$$\tau_t = - \langle \rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle = 2\nu_t \mathbb{S} - \frac{2}{3} k \mathbb{I} \quad \text{avec} \quad \mathbb{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^t) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} \quad (1.38)$$

La viscosité turbulente peut être obtenue comme le résultat de :

- ▷ une équation algébrique (e.g. modèle de [Baldwin et Lomax \(1978\)](#)) basé sur les grandeurs locales de l'écoulement;
- ▷ 1 équation de transport pour la viscosité turbulente elle-même (e.g. modèle de [Spalart et Allmaras \(1982\)](#));
- ▷ 2 équations de transport : la première pour l'énergie cinétique turbulente  $k$  et la seconde pour une échelle caractéristique de la turbulence ( $\varepsilon$  ou  $\omega$ ). La viscosité turbulente est alors obtenue comme :

$$\begin{aligned} \nu_t &= \frac{k}{\omega} && \text{formulation } k - \omega \\ \nu_t &= C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} && \text{formulation } k - \varepsilon \end{aligned}$$

Ces modèles sont simples, robustes et peu coûteux. Ils constituent de ce fait l'approche généralement sélectionnée pour les applications industrielles. L'utilisation d'équations de transport permet de tenir compte de l'histoire de l'écoulement. Néanmoins, l'utilisation d'une grandeur scalaire pour modéliser la turbulence ne permet pas de capturer toute l'anisotropie des phénomènes turbulents. Parmi ces modèles, on présente brièvement deux modèles qui retiendront notre attention dans la suite de ce travail :

- ▷ Modèle  $k - \omega - SST$  de [Menter \(1993\)](#) : Il s'agit d'un modèle hybride qui combine un modèle  $k - \omega$  en proche paroi et le modèle  $k - \varepsilon$  à plus grande distance dans le but de profiter des qualités de chacun des modèles. Il permet, en théorie, de supprimer la dépendance aux conditions limites en champ lointain constatée pour le modèle  $k - \omega$  et d'améliorer ainsi ses prévisions dans le cas d'écoulements cisailés libres. La transition entre les deux formulations est réalisée à l'aide d'une fonction de mélange basée sur la distance à la paroi. Dans ce modèle, la viscosité turbulente est limitée par une fonction reliée au taux de déformation local.
- ▷ Modèle  $\overline{v^2} - f$  de [Durbin \(1991\)](#) : Ce modèle est basé sur deux équations de transport pour  $k$  et  $\varepsilon$ , auxquelles on ajoute une équation de transport pour les fluctuations normales aux lignes de courant  $\overline{v^2}$  afin de tenir compte du fait que l'amortissement dû à la présence de la paroi se fait principalement ressentir sur cette composante de la vitesse. L'influence non locale de la paroi sur le terme de redistribution

pression-déformation est prise en compte par l'intermédiaire d'une équation elliptique.

- ▷ Modèle du second ordre : les six composantes du tenseur de Reynolds sont modélisées individuellement (« Reynolds-Stress Model », RSM), permettant de tenir compte de l'anisotropie de la turbulence. Le tenseur peut être modélisé par :
  - ▷ une équation algébrique (modèle de type EARSM, « Explicit Algebraic RSM ») pour chaque composante et deux équations de transport pour  $k$  et l'échelle de turbulence.
  - ▷ une équation de transport (modèle de type DRSM, « Differential RSM ») pour chaque composante (6 équations) et une équation pour une échelle caractéristique de la turbulence ( $\varepsilon$  ou  $\omega$ ).

Ces modèles comportent plus d'équations à résoudre. Ils sont moins robustes et plus coûteux que les modèles du premier ordre. En outre, ils requièrent un effort de modélisation plus important.

**Modélisation des flux de chaleur turbulents** En ce qui concerne la modélisation du flux de chaleur turbulent, deux stratégies peuvent être suivies :

- ▷ Par analogie avec les modèles EVM, le flux de chaleur turbulent peut être relié au gradient de température par un *coefficient de diffusivité thermique turbulente*  $\alpha_t$  (« Simple Gradient Diffusion Hypothesis », SGDH) :

$$-\overline{\mathbf{u}'T'} = \alpha_t \nabla \bar{T} \quad (1.39)$$

Le rapport entre la viscosité turbulente et la diffusivité turbulente permet de construire le nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$  :

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} \quad (1.40)$$

Le nombre de Prandtl turbulent est généralement pris constant  $Pr_t \simeq 0,9$ . L'utilisation d'une grandeur scalaire implique que le flux de chaleur turbulent est orienté dans la même direction que le flux de chaleur laminaire.

- ▷ D'autres formulations, plus complexes, ont été proposées pour prendre en compte l'anisotropie de la diffusion thermique turbulente :
  - ▷ une équation de transport peut être résolue pour chacune des composantes de  $\overline{\mathbf{u}'T'}$  (« Differential Heat Flux Model », DHFM) à l'instar des modèles DRSM;
  - ▷ l'expression des flux de chaleur turbulents  $\overline{\mathbf{u}'T'}$  est directement reliée au tenseur de Reynolds (formulation algébrique, « Explicit Algebraic Heat Flux Model », EAHFM). Par exemple, le modèle de [Daly et Harlow \(1970\)](#) (« Generalized Gradient Diffusion Hypothesis », GGDH) s'écrit comme :

$$-\overline{\mathbf{u}'T'} = C_\theta \frac{k}{\varepsilon} \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} \nabla \bar{T} \quad (1.41)$$

avec  $C_\theta$  une constante déterminée sur la base d'une calibration sur des écoulements génériques simples.



**Maillage** Les maillages sont légers dans la mesure où les cellules peuvent être fortement anisotropes et où le raffinement n'est requis que dans la direction des fortes variations de vitesse. Si le modèle de turbulence sélectionné ne possède pas de modélisation spécifique de la sous-couche visqueuse (au travers d'une loi de paroi), la première cellule au dessus de la paroi doit avoir une dimension minimale  $\Delta n$  fixée par la longueur de viscosité  $l_v = \nu/u_\tau$ , basée sur la vitesse de frottement  $u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$ . La contrainte généralement admise est :

$$\Delta n^+ = \frac{\Delta n}{l_v} < 1$$

### 1.5.3.3 Simulation numérique aux grandes échelles (LES)

La simulation aux grandes échelles (« Large Eddy Simulation », LES) est une approche intermédiaire entre les stratégies RANS et DNS. Cette stratégie consiste à résoudre uniquement les grandes structures turbulentes tandis que les structures les plus petites sont modélisées. La justification de ce type d'approche réside dans le fait que les plus grands tourbillons produits par l'écoulement moyen sont fortement dépendants de celui-ci et donc de la géométrie étudiée. Ces derniers sont anisotropes, ont une longue durée de vie et sont par conséquent plus difficiles à modéliser. En outre, ils transportent la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement (figure 1.25a). À l'inverse, les plus petites structures ont un caractère plus universel (isotropie) et se modélisent dès lors plus facilement. Les maillages utilisés pour les simulations LES peuvent donc être plus grossiers que dans une simulation directe (DNS). La modélisation des petites échelles se fait à l'aide d'un modèle de sous-maille (« Subgrid Scale Model », SGS) plus ou moins complexe en fonction de la physique que l'on désire prendre en compte.

**Équations LES** Mathématiquement, l'approche LES consiste à appliquer un filtre passe-bas aux équations de Navier-Stokes (1.26)-(1.28). On utilise pour cela une décomposition similaire à la décomposition de Reynolds (1.3) avec, cette fois, une partie résolue et une partie modélisée :

$$f(\mathbf{x},t) = \underbrace{\bar{f}(\mathbf{x},t)}_{\text{partie résolue}} + \underbrace{\widetilde{f'(\mathbf{x},t)}}_{\text{partie modélisée}} \quad \text{avec} \quad \bar{f}(\mathbf{x},t) = \int_{\Omega} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')f'(\mathbf{x}',t)d\mathbf{x}' \quad (1.42)$$

L'expression du noyau de convolution  $G$  dépend du type de filtre utilisé. Dans l'espace spectral, la fonction  $\hat{G}$  constitue une fonction de transfert caractérisée par le nombre d'onde de coupure  $\kappa_C$  (figure 1.25a).

En injectant la décomposition (1.42) dans les équations de Navier-Stokes, on obtient le système d'équations LES à résoudre<sup>5</sup>, en effectuant un processus analogue à celui utilisé pour établir les équations RANS. L'opération de filtrage fait apparaître un certain nombre de nouveaux termes inconnus. On pourra se référer par exemple à l'ouvrage de Garnier et al. (2009) pour leur description dans le cas des écoulements compressibles. La plupart de ces termes peuvent toutefois être négligés, surtout lorsque les nombres de Mach mis en jeu sont faibles. L'opération de filtrage fait notamment apparaître le terme suivant dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\tau_{\text{SGS}} = \bar{\rho} \left( \widetilde{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}} \right) \quad (1.43)$$

5. Comme pour l'établissement des équations RANS compressibles, on utilise un filtrage pondéré par la masse pour le calcul de la vitesse  $\mathbf{u}$  et de l'énergie totale  $E$  :

$$\tilde{f} = \frac{\bar{\rho} f}{\bar{\rho}}$$

appelé tenseur des contraintes de sous-maille. Il traduit les échanges entre les échelles résolues et les échelles filtrées (non-résolues). Il joue un rôle analogue au tenseur de Reynolds dans les équations RANS. Pour l'équation de conservation de l'énergie totale, l'opération de filtrage fait apparaître le terme :

$$\varphi_{\text{SGS}} = -c_p \bar{\rho} \left( \widetilde{\mathbf{u}T} - \widetilde{\mathbf{u}}\widetilde{T} \right) \quad (1.44)$$

correspondant aux flux de chaleur échangés entre les échelles résolues et les échelles filtrées.

À l'instar de la stratégie RANS, les contributions de sous-maille (1.43) et (1.44) doivent être modélisées pour fermer le problème.

**Modélisation des effets de sous-maille** On distingue plusieurs stratégies de modélisation :

- ▷ Soit on résout directement les équations LES filtrées faisant apparaître les contributions de sous-maille. Il faut alors fournir une forme explicite pour le tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau_{\text{SGS}}$ .
- ▷ Soit on filtre directement les équations de Navier-Stokes. Dans ce cas, il faut fournir une expression pour le filtre  $G$  dans l'équation (1.42).
- ▷ Soit on résout directement les équations de Navier-Stokes, aucune expression n'étant fournie, ni pour le filtre ni pour le tenseur des contraintes de sous-maille. Dans ce cas, on parle de LES implicite (« Implicit LES », ILES). Le maillage et la dissipation numérique provoquée par le schéma numérique jouent le rôle de filtre.

**Modèles pour le tenseur des contraintes de sous-maille** Dans les mesures où les petites échelles tendent à être homogènes et isotropes, une première famille de modèles, utilise généralement l'approximation de Boussinesq pour la modélisation des contraintes de sous-maille :

$$\tau_{\text{SGS}} = 2\nu_t^{\text{SGS}}\mathbf{S} - \frac{2}{3}k_{\text{SGS}}\mathbf{I} \quad (1.45)$$

et un modèle SGDH pour la modélisation des flux de chaleur de sous-maille :

$$\varphi_{\text{SGS}} = -\bar{\rho}c_p\alpha_t^{\text{SGS}}\nabla T \quad (1.46)$$

Ces modèles reposent sur l'évaluation d'une grandeur scalaire et sont rassemblés sous le terme de *modélisation fonctionnelle*. Ils diffèrent dans la façon de modéliser la viscosité turbulente de sous-maille  $\nu_t^{\text{SGS}}$  et la diffusivité thermique turbulente de sous-maille  $\alpha_t^{\text{SGS}}$ . On peut par exemple citer le modèle de Smagorinsky (1963), encore très largement utilisé :

$$\nu_t^{\text{SGS}} = (C_s\Delta)^2 \|\bar{\mathbf{S}}\| \quad (1.47)$$

où  $C_s$  est la constante de Smagorinsky,  $\Delta$  la taille locale de maille et  $\|\bar{\mathbf{S}}\|$  la norme du tenseur de déformation. La diffusivité thermique de sous-maille  $\alpha_t^{\text{SGS}}$  est généralement représentée par un modèle à Prandtl turbulent constant :

$$\text{Pr}_t^{\text{SGS}} = \frac{\nu_t^{\text{SGS}}}{\alpha_t^{\text{SGS}}} \simeq 0,5$$

D'autres modèles, plus élaborés, visent à modéliser chaque composante du tenseur des contraintes de sous-maille. On parle alors de *modélisation structurelle*. On citera par exemple les modèles à similarité d'échelle de Liu et al. (1994), capables de prendre en compte l'anisotropie du tenseur de sous-maille. On présentera à la section 1.5.4.3 les modélisations retenues pour les simulations LES sur des configurations de jet en impact.

**Modèles à filtre sélectif (LES-RF)** Dans cette catégorie de modèle, la dissipation due aux petites échelles est modélisée à l'aide du filtre  $G$  tandis qu'aucune expression explicite n'est utilisée pour le tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau_{SGS} = 0$ . On citera par exemple les approches de [Visbal et Gaitonde \(1999\)](#) et [Bogey et Bailly \(2009\)](#). La fonction de transfert associée au filtre doit être telle que la dissipation de l'énergie des grandes échelles est minimisée et que la diffusion opère uniquement au niveau des plus petites échelles discrétisées. Pour cette raison, on parle également de LES à *filtrage relaxatif* (« LES-relaxating filtering », LES-RF).

**Maillage** Pour qu'une simulation LES soit précise, il faut que le nombre d'onde de coupure  $\kappa_C$  se trouve dans la zone inertielle (figure 1.25a). Autrement dit, il faut que le champ de vitesse résolu des grandes échelles contienne la majorité de l'énergie cinétique turbulente totale. La taille de maille  $\Delta$  est régie par cette contrainte.

Dans le cas des écoulements au-dessus d'une paroi solide, les structures les plus énergétiques dans la région de proche paroi sont de plus petite taille que dans la région externe ou en écoulement libre. Lorsque le maillage permet de résoudre correctement les échelles les plus énergétiques dans cette région, on dit que la LES est *résolue à la paroi*. La taille des structures turbulentes dans cette région est caractérisée par la *longueur de viscosité*. [Piomelli et Chasnov \(1996\)](#) ont donné des contraintes à respecter pour la taille des mailles dans la région pariétale reportée dans le tableau 1.11.

$$\Delta n^+ = \Delta n/l_v < 2 \quad \text{direction normale à la paroi} \quad (1.48)$$

$$\Delta l^+ = \Delta l/l_v < 50 - 150 \quad \text{direction longitudinale} \quad (1.49)$$

$$\Delta t^+ = \Delta t/l_v < 15 - 40 \quad \text{direction transversale} \quad (1.50)$$

TABLE 1.11 – Critères de [Piomelli et Chasnov \(1996\)](#).

Ces contraintes conduisent à une taille de maillage estimée par [Piomelli \(2008\)](#) :

$$N_x \times N_y \times N_z \propto \text{Re}_t^{1,8} \quad \text{dans la région proche de la paroi} \quad (1.51)$$

$$N_x \times N_y \times N_z \propto \text{Re}_t^{0,4} \quad \text{dans la région externe} \quad (1.52)$$

Le coût de calcul total, en prenant en compte le pas de temps d'intégration basé sur un CFL<sup>6</sup> unitaire  $\Delta t \propto \Delta x/U$ , est évalué comme :

$$N_x \times N_y \times N_z \times N_t \propto \text{Re}_t^{1,8} \times \text{Re}_t^{0,6} = \text{Re}_t^{2,4} \quad \text{dans la région proche de la paroi} \quad (1.54)$$

$$N_x \times N_y \times N_z \times N_t \propto \text{Re}_t^{0,4} \times \text{Re}_t^{0,2} = \text{Re}_t^{0,6} \quad \text{dans la région externe} \quad (1.55)$$

Pour les écoulements à haut nombre de Reynolds  $\text{Re}_t$ , la résolution de la région proche de la paroi est gourmande en coût de calcul et rend les LES résolues à la paroi encore peu abordables pour les industriels. Ces approches sont par contre de plus en plus utilisées dans le contexte de la recherche de part leur capacité à fournir des informations sur la dynamique instationnaire et la topologie des écoulements turbulents.

6. Le nombre CFL (Courant–Friedrichs–Lewy) :

$$\text{CFL} = \frac{U\Delta t}{\Delta x} \quad (1.53)$$

caractérise le déplacement d'une information à la vitesse  $U$  pendant le pas de temps  $\Delta t$  par rapport à la dimension de la cellule  $\Delta x$ .

### 1.5.4 Applications sur le jet rond en impact

Dans les sections suivantes, on présente l'application des différentes stratégies qui viennent d'être présentées sur les configurations de jet rond en impact.

#### 1.5.4.1 Approches RANS

Au regard des applications industrielles, l'enjeu principal des simulations numériques RANS réside dans la précision de la prévision des transferts de chaleur au niveau de la paroi impactée. C'est sur cette grandeur que les différences entre les modèles et les mesures sont les plus importantes. Elles apparaissent généralement sur le niveau des échanges et sur l'allure de la distribution du nombre de Nusselt (second maximum). À notre connaissance, toutes les études RANS effectuées sur des configurations de jet en impact ont concerné des jets isothermes.

**Modélisation des tensions turbulentes** Craft et al. (1993) ont évalué plusieurs modèles  $k - \varepsilon$  bas-Reynolds et plusieurs modèles DRSM sur la configuration expérimentale de Cooper et al. (1993). À la fois l'allure et le niveau (plus de 100% de surestimation) de la distribution du nombre de Nusselt sont mal reproduits, principalement dans la région d'impact. D'après ces auteurs, ces écarts proviennent de l'hypothèse de Boussinesq pour les modèles  $k - \varepsilon$ . Les auteurs attribuent la faible performance des modèles DRSM testés, pourtant capables de tenir compte de l'anisotropie de la turbulence, à l'utilisation d'un modèle  $k - \varepsilon$  bas-Reynolds pour résoudre la sous-couche proche de la paroi.

Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) ont évalué un modèle  $k - \varepsilon$  à l'aide d'une loi de paroi. Une surestimation de 300% du nombre de Nusselt au point d'impact est observée. Ils attribuent cet écart à la loi de paroi, dont l'usage n'est pas approprié pour l'étude d'un écoulement de type jet en impact, qui présente des gradients de pression élevés dans la zone d'impact et une couche de type jet pariétal, qui diffère sensiblement des écoulements canoniques sur lesquels la loi a été calibrée.

Behnia et al. (1999) ont évalué le modèle à relaxation elliptique  $\overline{v^2} - f$  de Durbin (1991). Ce modèle s'avère capable de prévoir l'apparition du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt. La figure 1.26 compare les prévisions obtenues par ce modèle par rapport à un modèle  $k - \varepsilon$ . La surestimation importante du nombre de Nusselt  $Nu_D$  dans la région d'impact (figure 1.26c) par le modèle  $k - \varepsilon$  est associée à la surestimation de l'énergie cinétique turbulente  $k$  dans la région d'impact (figure 1.26a). Cette surestimation se traduit par une diffusion turbulente plus importante pour le modèle  $k - \varepsilon$  que le modèle  $\overline{v^2} - f$ , observable sur les profils de vitesse radiale dans la couche pariétale (figure 1.26b).

Zuckerman et Lior (2006) ont rassemblé un grand nombre d'études numériques RANS de jet en impact. Ils constatent que, parmi les diverses variantes des modèles  $k - \omega$ ,  $k - \varepsilon$ , DRSM et EARSM ayant été évaluées jusque là, aucune n'est encore capable de prévoir de manière fiable la distribution des échanges de chaleur. Il ressort toutefois que le modèle  $k - \omega - SST$  (Menter 1993), avec une surestimation du nombre de Nusselt de l'ordre de 5 à 30% dans la région d'impact, offre le meilleur compromis précision-coût. Le bon comportement de ce modèle est associé à l'action du limiteur de viscosité empêchant la production excessive d'énergie cinétique turbulente dans la région d'impact.

Hofmann et al. (2007) ont évalué treize modèles de turbulence couramment utilisés par les industriels en les comparant à leur propres résultats expérimentaux (Hofmann et al. 2007b). Il ressort que seule une variante du modèle  $k - \omega - SST$ , utilisant un détecteur de transition laminaire-turbulent, est capable de prévoir le second maximum pour les faibles distances d'impact. Les auteurs ont toutefois montré que l'addition d'un niveau de turbulence, même très faible, au niveau

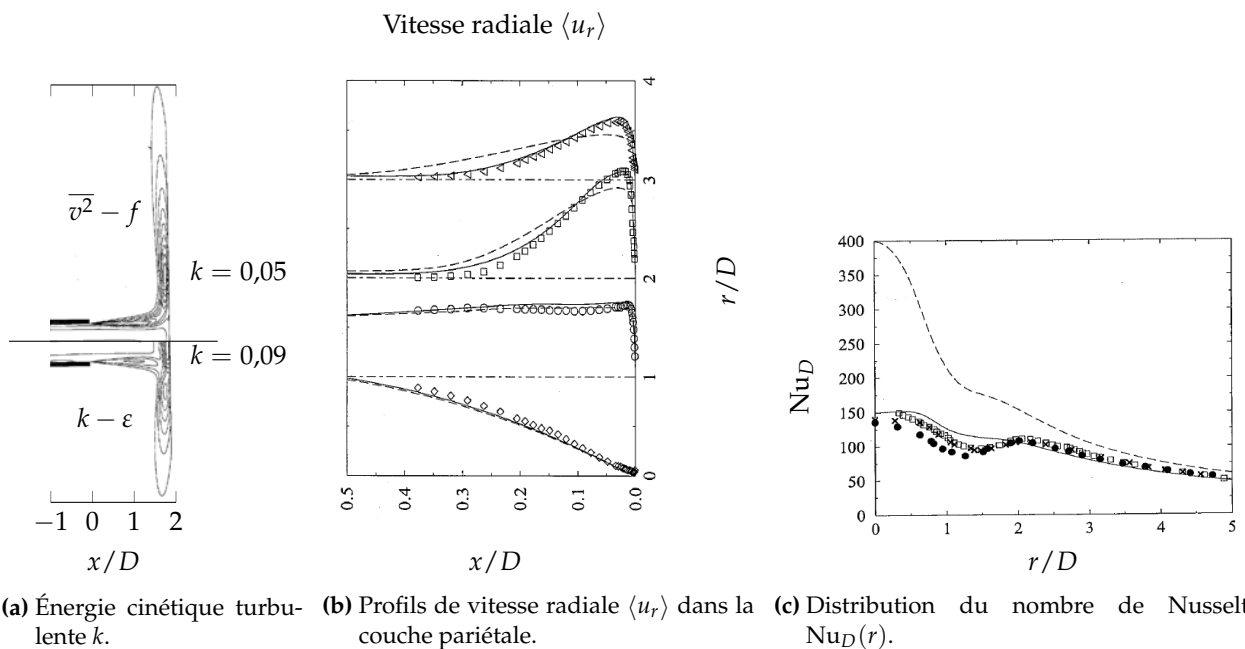


FIGURE 1.26 – Simulations RANS à l’aide des modèles  $k - \epsilon$  (traits pointillés) et  $\overline{v^2} - f$  (traits pleins) d’après Behnia et al. (1998). Symboles : mesures expérimentales.

de l’injection conduit à la disparition du second maximum et à une surestimation des échanges dans la région d’impact.

Jaramillo et al. (2008) ont confronté un grand nombre de modèles RANS : EVM, EVM non-linéaire et EARSM dans le cadre de formulations  $k - \epsilon$  et  $k - \omega$ . Leurs résultats montrent que l’introduction des termes d’ordre plus élevés dans les modèles à viscosité turbulente AJL (Abe et al. 2003) et CLS (Craft et al. 1996) améliore la prévision du nombre de Nusselt dans la région d’impact. Cette amélioration est attribuée à la capacité de ces modèles à prendre en compte la production négative de turbulence (Geers 2004 ; Nishino et al. 1996) dans cette région. Ils font toutefois remarquer le manque de généralité des modèles considérés : des modèles performants pour un jet plan ne le seront plus pour un jet circulaire. Ils mentionnent également que la prévision correcte du second maximum du nombre de Nusselt est liée à l’augmentation du niveau de turbulence en proche paroi dans la région où ce dernier apparaît.

**Modélisation des flux de chaleur turbulents** La quasi-totalité des études RANS mentionnées ci-dessus ont été conduites sous l’hypothèse d’un nombre de Prandtl turbulent constant  $Pr_t \simeq 0,9$ .

Behnia et al. (1998) et Park et Sung (2001) ont évalué l’influence d’une modification de ce dernier sur les échanges à la paroi avec leurs modèles à relaxation elliptique respectifs. Ils constatent que la modification de la valeur de  $Pr_t$  ou même l’utilisation d’une fonction  $Pr_t(\mu, \mu_t)$ , calibrée pour prendre en compte l’évolution du nombre de Prandtl dans une couche limite de type plaque plane, influence faiblement les échanges de chaleur obtenus.

Uddin et al. (2009) ont évalué la pertinence de plusieurs modélisations EAHFM du flux de chaleur turbulent, à l’aide de résultats issus d’une simulation LES pour une configuration de jet impactant. Les auteurs comparent les constantes des différents modèles aux valeurs que celles-ci devraient prendre pour représenter correctement les résultats obtenus par la simulation numérique. Il ressort que les constantes du modèle de Younis et al. (2006) correspondent le mieux aux résultats LES, tandis que celles associées aux modèles de Daly et Harlow (1970) et d’Abe et Suga

(2001) ne sont pas adaptées à la configuration du jet en impact. Aucune évaluation *a posteriori* de ces modèles n'a cependant été réalisée.

Petera et Dostal (2016) ont comparé un modèle DRSM-LRR (Launder et al. 1975) avec deux modélisations pour les flux de chaleur turbulents. Le modèle EAHFM de Daly et Harlow (1970), a priori plus riche du point de vue de la physique, s'est révélé moins performant que le modèle à Prandtl turbulent constant, avec une surestimation importante du nombre de Nusselt dans la région d'impact.

Cette analyse des différentes études RANS effectuées sur des configurations de jet en impact révèle que les modèles  $k - \omega - SST$  et  $\overline{v^2} - f$ , associés à un modélisation à nombre de Prandtl turbulent constant pour les flux de chaleur, fournissent les meilleurs résultats. Le seul modèle véritablement capable de reproduire le second maximum pour les faibles distances d'impact est le modèle  $\overline{v^2} - f$ .

#### 1.5.4.2 Approches DNS

Le tableau 1.12 rassemble les paramètres des principales simulations DNS conduites sur des configurations de jet rond en impact. Le coût élevé de ces simulations explique la faible valeur des nombres de Reynolds étudiés ( $Re_D \simeq 1000$ ). Le jet se situe donc généralement dans le régime laminaire ou partiellement turbulent (figure 1.7). Ceci explique que certaines de ces simulations (Chung et al. 2002 ; Rohlf s et al. 2012) ont été réalisées sur un domaine de calcul 2D axisymétrique.

L'augmentation des ressources de calcul a permis d'utiliser des maillages de plus grande dimension et d'atteindre des nombres de Reynolds plus élevés, jusqu'à  $Re_D = 10000$  avec les travaux de Dairay et al. (2015). Pour ces configurations, le régime du jet est turbulent et l'ajout de perturbations au champ de vitesse en amont de la sortie du jet est nécessaire pour déclencher rapidement les instabilités de jet (Kelvin-Helmholtz).

Les simulations DNS ont été mises à profit pour améliorer la compréhension des mécanismes de transferts de chaleur (Chung et al. 2002 ; Rohlf s et al. 2012 ; Dairay et al. 2015 ; Wilke et Sesterhenn 2015). D'autres études (Tsubokura et al. 2003 ; Jiang et al. 2007 ; Tsujimoto et al. 2009) ont évalué l'influence d'un forçage périodique de la vitesse à l'injection, généralement à une fréquence  $St_D$  proche du mode colonne et pour différents modes azimutaux  $m$ .

#### 1.5.4.3 Approches LES

Dewan et al. (2012) ont effectué une synthèse sur les simulations numériques de jet en impact et en particulier sur les simulations LES. Le tableau 1.13 rassemble les paramètres des principales simulations LES conduites sur des configurations de jet rond en impact. Elles ont concerné, pour la plupart, des nombres de Reynolds  $Re_D$  autour de 20000, soit un ordre de grandeur supérieur par rapport aux études DNS. Elles ont généralement traité de faibles distances d'impact ( $H/D = 2$ ).

**Modèles de sous-maille (SGS)** Le modèle de Smagorinsky dynamique (DSM) a été choisi pour la majorité des simulations. Ce modèle est une généralisation du modèle original de Smagorinsky (1.47) dans laquelle la valeur du paramètre  $C_s$  est calculé localement en fonction des variables de l'écoulement. La multiplicité des zones caractéristiques d'un jet impactant justifie pleinement ce choix dans la mesure où le modèle n'est plus restreint à une calibration de  $C_s$  pour un écoulement spécifique.

Dans certaines études (Hällqvist 2006 ; Jefferson-Loveday et Tucker 2011), aucun modèle de sous-maille n'est explicitement utilisé (ILES). Hällqvist (2006) justifie ce choix en expliquant que

Auteurs	$H/D$	$Re_D$	Injecteur	Maillage ( $\times 10^6$ )	Forçage	Perturbations
<a href="#">Chung et al. (2002)</a>	10	1 000	Buse	0,15 (2D)		
<a href="#">Tsubokura et al. (2003)</a>	10	2 000	Buse	1,5	$m = 3, 4$ et 6 $St_D = 0,4$	
<a href="#">Jiang et al. (2007)</a>	6	1 000	Buse	4	$m = 0$ $St_D = 0,3$	
<a href="#">Tsujiimoto et al. (2009)</a>	4	1 500	Buse	13	$m = 0$ et 1 $St_D = 0,4$	
<a href="#">Rohlfes et al. (2012)</a>	4,5	392 1 804	Buse Conduite	0,5 (2D)		
<a href="#">Wilke et Sesterhenn (2015)</a>	5	3 300	Buse	134		Perturbations harmo- niques aléatoires
<a href="#">Dairay et al. (2015)</a>	2	10 000	Buse	951		Perturbations harmo- niques aléatoires

TABLE 1.12 – Simulations numériques directes (DNS) de configuration de jet rond en impact.

l'application d'un modèle de sous-maille incapable de représenter l'anisotropie est plus délétère que l'erreur introduite par l'absence de modèle de sous-maille.

[Olsson et Fuchs \(1998\)](#) ; [Lodato et al. \(2009\)](#) ; [Dairay et al. \(2014\)](#) ont évalué l'influence de différents modèles de sous-maille. Ils ont constaté que les prévisions obtenues avec différents modèles de sous-maille diffèrent pour les grandeurs statistiques de la turbulence mais très peu pour les vitesses moyennes. [Lodato et al. \(2009\)](#) ont constaté que leur nouveau modèle WSM (« Wall Similarity Model »), un modèle de similarité (SSM) combiné avec un modèle WALE, permet d'améliorer la prévision des fluctuations turbulentes dans les régions proches de la paroi, même quand les critères de résolution de paroi ne sont pas atteints. Ce gain est attribué à la capacité de leur modèle à représenter le phénomène de transfert inverse par lequel de l'énergie est transmise des petites aux grandes échelles.

[Dairay et al. \(2014\)](#) ont comparé plusieurs modèles pour la prise en compte des effets de sous-maille, dans le contexte des schémas numériques d'ordre élevé : l'approche par filtrage explicite des équations de Navier-Stokes, l'approche par modélisation du tenseur des contraintes de sous-maille (WALE et DSM) et l'approche ILES (ni filtrage, ni modèle). Dans le cas du filtrage explicite, le filtre est basé sur le concept de « Spectral Vanishing Viscosity » (SVV) dont le but est d'atténuer les erreurs numériques apparaissant au niveau des petites échelles (à cause de la faible dissipation des schémas d'ordre élevé) en imitant la dissipation de sous-maille qui serait obtenue avec l'utilisation d'un modèle. Les auteurs ont montré que la stratégie avec filtrage explicite fournit les meilleurs résultats.

**Qualité du maillage** Les travaux de [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) et [Shum-Kivan et al. \(2014\)](#) ont montré la forte influence du maillage sur la qualité des prévisions des champs aérodynamiques et la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$ . Il ressort que le respect des critères (1.48)-(1.50) est nécessaire. [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) ont toutefois montré qu'ils ne sont pas toujours

Auteurs	$H/D$	$Re_D$	Injecteur	Maillage ( $\times 10^6$ )	SGS	Forçage	Perturbations
Olsson et Fuchs (1998)	4	10 000	Buse	2	ILES <sup>7</sup> DSM <sup>8</sup> SSM <sup>9</sup>	$m = 0$ $St_D = 0,27$	
Tsubokura et al. (2003)	10	6 000	Buse	1,5	IEVM <sup>10</sup>	$m = 3,4$ et 6 $St_D = 0,4$	
Hällqvist (2006)	2	20 000	Buse Cond.	8	ILES	$m = 0$ $St_D = 0,7 - 2,8$	Perturbations aléatoires Simulation précurseur
Hadžiabdić et Hanjalić (2008)	2	20 000	Cond.	20	DSM		Simulation précurseur
Lodato et al. (2009)	2	23 000 70 000	Cond.	5,5	WSM WALE <sup>11</sup> LDSM <sup>12</sup>		Filtre digital
Uddin et al. (2013)	2	13 000 23 000	Cond.	10	DSM		Filtre digital
Jefferson- Loveday et Tucker (2011)	2	23 000	Cond.	7	ILES		
Dairay et al. (2014)	2	10 000	Buse	27	ILES DSM SVV <sup>13</sup> WALE		Perturbations harmoniques aléatoires
Shum-Kivan et al. (2014)	2	23 000	Cond.	21	WALE		Turbulence homogène isotrope
Wu et Piomelli (2015)	1	60 000	Buse	98	LDSM	$m = 0$ $St_D = 0,75$	Filtre digital

TABLE 1.13 – Simulations aux grandes échelles (LES) de configuration de jet rond en impact.

suffisants pour l'écoulement de jet en impact, particulièrement dans la direction radiale  $\Delta r^+$ , à cause de phénomènes d'accélération et de décélération rapide dans la région d'impact. Ils ont également souligné qu'un soin particulier doit être apporté à la résolution de la région du jet libre. Notamment, une résolution trop faible dans la direction du jet conduit à une surestimation des fluctuations turbulentes dans la couche de mélange.

**Injection de perturbations** Lorsque l'injecteur est une buse convergente turbulente ou une conduite, il est nécessaire d'introduire des perturbations de vitesse afin de reproduire correctement les fluctuations turbulentes présentes à la sortie de l'injecteur. Dhamankar et al. (2015) ont réalisé une synthèse des différentes méthodes permettant de générer des fluctuations au niveau des conditions limites d'entrée d'un écoulement, tel qu'un jet ou une couche limite turbulente au-dessus d'une plaque plane.

L'utilisation de telles méthodes permet de s'affranchir de la résolution complète de l'écoulement en amont de l'injecteur. Les auteurs ont généralement placé la condition limite d'injection (plan d'entrée) à un ou deux diamètres en amont de la sortie de l'injecteur. Les méthodes de per-



turbations ayant été utilisées sur les configurations de jet en impact sont, des plus simples aux plus élaborées :

- ▷ Ajout de perturbations aléatoires :

$$u_x(r,t) = \langle u_x \rangle (r) + A(r,t)$$

où  $A$  est une amplitude aléatoire.

- ▷ Ajout de perturbations harmoniques aléatoires :

$$u_x(r,t) = \langle u_x \rangle (r) + \sum_{m=1}^M A_m(t) \cos(m\theta + \phi_m(t))$$

où  $M$  est le nombre d'harmoniques conservées,  $A_m$  l'amplitude aléatoire et  $\phi_m$  la phase aléatoire.

- ▷ Utilisation du filtre digital de [Klein et al. \(2003\)](#). Cette méthode consiste à filtrer un signal aléatoire de façon à garantir une certaine longueur de cohérence aux perturbations injectées au niveau du plan d'entrée.
- ▷ L'injection de tourbillons Gaussiens placés de manière aléatoire au niveau du plan d'entrée ([Guézennec et Poinso 2009](#)), de manière à représenter une turbulence homogène et isotrope.
- ▷ Effectuer une simulation préalable d'une conduite pleinement développée et réinjecter les champs de vitesse obtenus au niveau du plan d'entrée. Cette stratégie permet de retrouver le tenseur de Reynolds complet ([Hadžiabdić et Hanjalić 2008](#)) mais reste très coûteuse, car elle nécessite la réalisation d'une simulation LES annexe.

[Hällqvist \(2006\)](#) a comparé l'effet de l'injection de perturbations aléatoires par rapport à une simulation préalable de conduite pour un jet issu d'une conduite pleinement développée (figure 1.27). Il a constaté que le choix de la stratégie de perturbation influence fortement le développement du

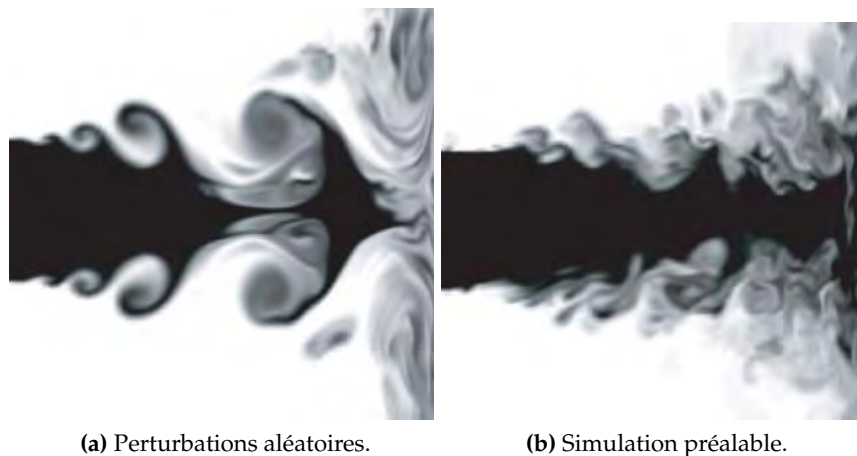


FIGURE 1.27 – Comparaison de deux stratégies de perturbation de l'écoulement au niveau du plan d'entrée : champ de scalaire passif ([Hällqvist 2006](#)).

jet. Dans le cas des perturbations aléatoires, ils ont observé la formation de structures annulaires très cohérentes, provoquant un raccourcissement important du noyau potentiel. Dans le cas de la simulation préalable, le développement du jet présente un caractère beaucoup plus turbulent. La forte cohérence des tourbillons, dans le premier cas, se traduit par une surestimation importante des fluctuations de vitesse au niveau du jet pariétal.

Cette analyse de la littérature montre que la mise en place d'une simulation LES d'une configuration de jet en impact nécessite la détermination de plusieurs paramètres, qui varient en fonction des études :

- ▷ La modélisation pour représenter les effets de sous-maille;
- ▷ Le maillage permettant de résoudre les structures les plus énergétiques, même à proximité de la paroi;
- ▷ La stratégie de perturbation afin de reproduire la turbulence en amont de la sortie de l'injecteur.

## 1.6 Positionnement de la thèse

### Sélection d'une configuration

La configuration d'impact retenue pour notre étude (rappelée au tableau 1.14) a été sélectionnée à partir de la revue bibliographique. Notre objectif était de choisir une configuration originale à la fois plus proche de certaines configurations industrielles et présentant un intérêt scientifique.

Configuration géométrique	$H/D = 3$
Configuration aérodynamique	Injecteur : conduite pleinement développée $Re_D = 60\,000$
Configuration thermique	$T_j = 130\text{ °C}$ $T_e = 25\text{ °C}$ paroi non-chauffée

TABLE 1.14 – Paramètres de notre configuration de jet en impact.

D'une part, la littérature a montré que la distribution des échanges de chaleur à la paroi d'impact présente un second maximum lorsque la distance d'impact est faible, généralement pour  $H/D < 4$ , et que son intensité augmente avec le nombre de Reynolds  $Re_D$ . D'autre part, la configuration à faible distance d'impact  $H/D = 2$  pour un nombre de Reynolds  $Re_D \simeq 20\,000$  a été régulièrement sélectionnée pour les études expérimentales. Étant bien documentée, elle a été largement reprise pour la validation de simulations numériques (RANS, LES). Par ailleurs, la plupart des configurations étudiées dans la littérature sont isothermes ( $T_j = T_e$ ) et aucune caractérisation du champ de température n'a jamais été réalisée. La paroi d'impact est généralement chauffée avec une densité de flux imposée et connue. Ces caractéristiques thermiques ne sont pas représentatives de la configuration de jet en impact observée dans un dispositif industriel, tel que le chauffage du bord d'attaque présenté dans le chapitre d'introduction. Dans ce cas, le jet est non-isotherme (chaud) et l'on désire que celui-ci impose sa température à la paroi (initialement froide).

Pour l'ensemble de ces raisons, nous avons sélectionné une configuration à faible distance d'impact  $H/D = 3$  et à un nombre de Reynolds  $Re_D$  de 60 000, trois fois plus élevé que celui généralement traité dans la littérature. On s'attend donc à observer un second maximum intense dans la distribution des échanges à la paroi. Afin de se rapprocher d'une configuration plus proche d'un dispositif industriel, notre jet, qui débouche dans un environnement à température ambiante, est préalablement chauffé à 130 °C. La paroi d'impact n'est pas chauffée. Deux types d'injecteur sont généralement rencontrés dans la littérature : le jet de buse et le jet issu d'une conduite pleinement

développée. Le second type a été retenu dans la mesure où il permet de définir univoquement le profil de vitesse à partir du nombre de Reynolds, permettant une comparaison fiable à d'autres études.

### Sélection des techniques de mesure

À partir de la synthèse bibliographique, nous avons sélectionné les techniques de mesure afin de caractériser notre configuration de jet en impact. Les données à récolter doivent pouvoir permettre, à la fois :

- ▷ La caractérisation du champs aérodynamique (vitesse) et thermique (température), moyen et fluctuant, de l'écoulement, entre la sortie du jet et la paroi d'impact;
- ▷ La caractérisation des échanges de chaleur à la paroi d'impact.

L'objectif est de fournir des données sur l'écoulement et les échanges de chaleur obtenues sur une même configuration, ce qui est nécessaire pour valider de manière fiable des simulations numériques.

La littérature a montré que l'écoulement de jet en impact est complexe. Il est en partie régi par la dynamique de grandes structures cohérentes initiées dans le jet et qui interagissent avec la paroi d'impact. Pour les faibles distances d'impact, elles seraient liées à l'émergence d'un second maximum dans la distribution des échanges de chaleur pariétaux. Les données à récolter doivent également permettre de caractériser cette dynamique tourbillonnaire. Ces données pourront être confrontée à celles obtenues par des simulations haute-fidélité.

Le tableau 1.15 présente les techniques expérimentales sélectionnées pour notre étude.

	Résolu en espace	Résolue en temps	Grandeur mesurée	Lieux
LDV	0D	×	$u_x, u_r$ (2C)	Écoulement
S-PIV	2D		$u_x, u_r$ et $u_\theta$ (3C)	Écoulement
Fil froid	0D	×	$T$	Écoulement
ThEFA	2D		$T_p, Nu_D$ et $T_{ad,p}$	Paroi d'impact

TABLE 1.15 – Sélection des techniques expérimentales à appliquer sur notre configuration de jet en impact.

Pour les champs aérodynamiques, nous avons sélectionné deux techniques :

- ▷ La technique LDV-2C qui permet d'accéder au signal des composantes axiale  $u_x$  et radiale  $u_r$  de la vitesse aux différents points de mesures dans l'écoulement. Elle donne accès aux champs moyens  $\langle u_x \rangle, \langle u_r \rangle$  et aux fluctuations  $\langle u_x'^2 \rangle, \langle u_r'^2 \rangle$  et  $\langle u_x' u_r' \rangle$ . Elle permet également de réaliser des spectres.
- ▷ La technique S-PIV permet la mesure des champs de vitesse axiale  $u_x$ , radiale  $u_r$  et azimutale  $u_\theta$  instantanés dans un plan complet (longitudinal et transversal). Elle donne accès aux champs moyens  $\langle u_x \rangle, \langle u_r \rangle$  et au tenseur de Reynolds complet  $\langle u_x'^2 \rangle, \langle u_r'^2 \rangle, \langle u_\theta'^2 \rangle$  et  $\langle u_x' u_r' \rangle$ .

Une originalité de notre approche est l'utilisation conjointe des deux techniques, LDV et S-PIV. Elle présente plusieurs intérêts :

- ▷ La mesure d'une même grandeur ( $u_x$  et  $u_r$ ) à l'aide de deux techniques basées sur des principes différents afin d'apprécier la qualité de la mesure et de fiabiliser base de donnée. À notre connaissance, seul [Persoons et O'Donovan \(2011\)](#) ont évalué conjointement les champs obtenus par PIV et LDV sur une configuration de jet en impact, avec des différences importantes sur les résultats obtenus par les deux techniques.

- ▷ La complémentarité entre les mesures résolues en temps (LDV) et celles résolues en espace (S-PIV) afin de mettre caractériser l'écoulement de façon topologique et fréquentielle dans le but de mettre en évidence la dynamique tourbillonnaire dans l'écoulement.

Pour la caractérisation thermique de l'écoulement, nous avons sélectionné la technique du fil froid, pour sa capacité à mesurer le signal de température  $T$ . Il donne ainsi accès à la température moyenne  $\langle T \rangle$  et fluctuante  $\langle T'^2 \rangle$ , ainsi qu'à des spectres. Ils permettent la caractérisation fréquentielle de l'écoulement.

Dans la mesure où nous avons sélectionné une configuration non-isotherme où la paroi n'est pas chauffée, nous avons choisi la technique dite de la Thermographie en Face Arrière (ThEFA). Cette technique, jamais appliquée sur une configuration de jet en impact, permet de déterminer la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$  et de la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$  sur l'ensemble de la plaque, à partir de la mesure du transitoire thermique subit par la plaque lorsqu'elle est mise en contact avec l'écoulement.

### Sélection des simulations

L'intérêt de la configuration sélectionnée réside également dans le fait qu'elle n'a jamais fait l'objet d'études RANS ou LES. Dans cette thèse, nous pourrions donc évaluer la capacité de ces modélisations à reproduire l'écoulement et la distribution des échanges de chaleur que nous aurons mesurés. À partir des données issues de la LES, cette configuration nous permettra d'analyser les phénomènes liés à l'émergence du second maximum, en confrontant les différents scénarios proposés dans la littérature quant à son origine.



**Première partie**

**Étude expérimentale**



## Chapitre 2

# Application de techniques expérimentales pour la caractérisation d'un jet en impact

2.1 Banc d'essai . . . . .	63
2.2 Vélocimétrie laser à franges (LDV) . . . . .	67
2.3 Vélocimétrie par images de particules (S-PIV) . . . . .	76
2.4 Thermométrie fil froid . . . . .	95
2.5 Thermographie en Face Arrière (ThEFA) . . . . .	100

L'objectif de ce chapitre est de décrire le banc d'essai et les différentes techniques expérimentales mises en œuvre pour caractériser l'aérodynamique et la thermique d'une configuration de jet chaud en impact. Pour chaque méthode, on présente le principe général et son application sur notre configuration expérimentale. On décrit ensuite la localisation des mesures dans l'écoulement, puis les outils de post-traitement particuliers mis en place.

## 2.1 Banc d'essai

Dans cette section on présente les détails du banc d'essai. Le système d'injection a été spécialement conçu pour notre étude tandis que le système d'alimentation et le système d'impact font partie des moyens d'essai utilisés depuis plusieurs années à l'Onera/DMAE pour des mesures de jet libre ou en impact.

### 2.1.1 Système d'alimentation

Le système d'alimentation est représenté de manière schématique à la figure 2.1. L'air provient d'un réservoir maintenu à une pression élevée (60 bars) à l'aide d'un compresseur. Après le passage par une vanne de détente, l'air à température ambiante traverse un réchauffeur électrique de 500 kW le chauffant à une température imposée, mesurée par un thermomètre légèrement en aval. Un débitmètre et une vanne de détente ajustable permettent d'assurer la régulation du débit. La qualité de la régulation fournit un débit à  $\pm 0,1$  g/s près. L'air chauffé et régulé alimente alors le système d'injection.



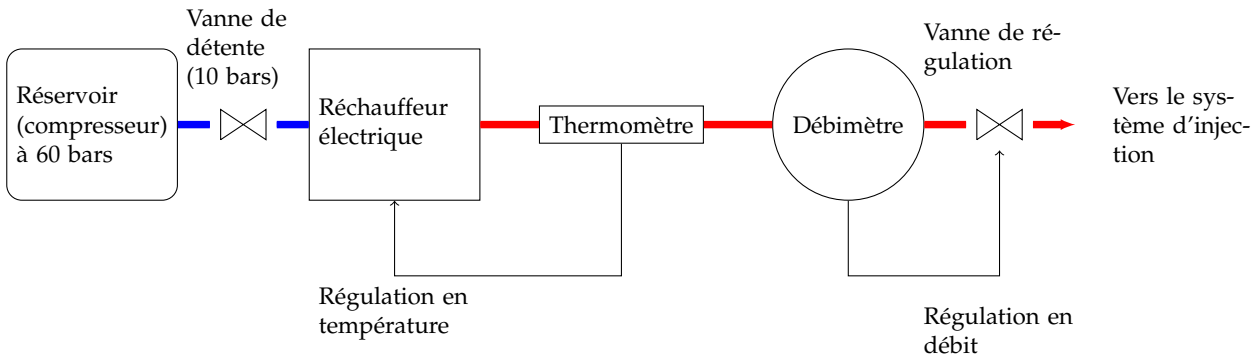


FIGURE 2.1 – Système d'alimentation.

### 2.1.2 Système d'injection

Le système d'injection et la paroi d'impact sont représentés à la figure 2.2. On rappelle que,

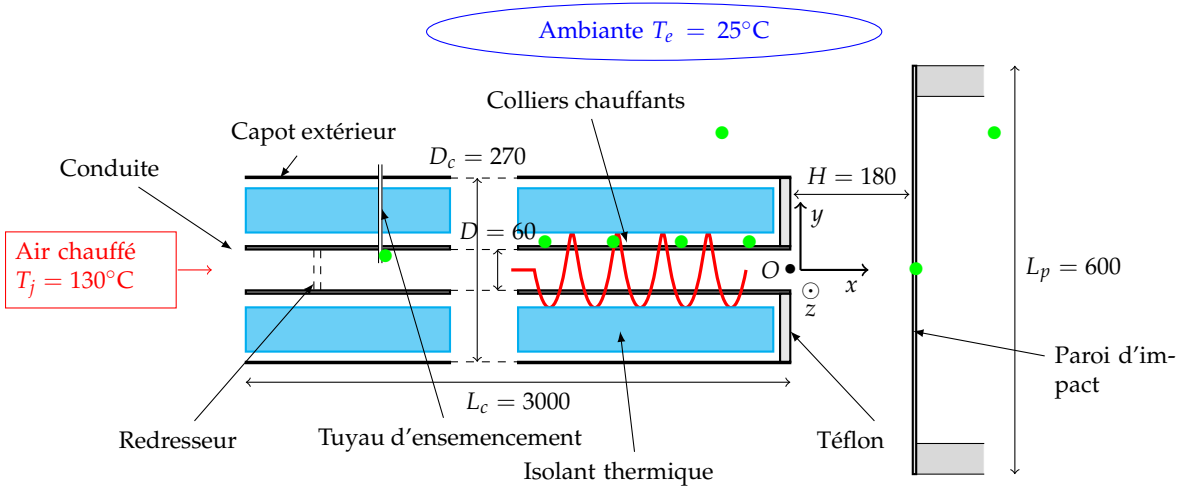


FIGURE 2.2 – Vue schématique du système d'injection et de la paroi d'impact (configuration ①). Les dimensions sont exprimées en mm. Les points verts représentent la position des thermocouples.

dans notre étude, l'origine du repère est située au centre de la section de sortie tandis que l'axe  $e_x$  est orienté dans la direction du jet. Les axes  $e_y$  et  $e_z$  appartiennent au plan de sortie. L'axe  $e_y$  est orienté dans la direction opposée à l'accélération de la gravité.

Température du jet $T_j$	130 °C
Masse volumique $\rho_j$	0,875 kgm <sup>-3</sup>
Viscosité cinématique $\nu$	26,03 × 10 <sup>-6</sup> m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
Conductivité thermique $\lambda_f$	0,0338 Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>

TABLE 2.1 – Propriétés de l'air à la température d'injection  $T_j$ .

L'air chauffé à la température  $T_j$  de 130°C, dont les propriétés sont consignées dans le tableau 2.1, alimente une conduite en aluminium de diamètre  $D = 60$  mm. Les mesures sont effec-

tuées à un débit réglé  $\dot{m}$  de 63,5 g/s, ce qui correspond à une vitesse débitante :

$$U_j = \frac{4\dot{m}}{\pi\rho_j D^2} = 25,7 \pm 0,1 \text{ ms}^{-1} \quad (2.1)$$

Le nombre de Reynolds associé est :

$$\text{Re}_D = \frac{U_j D}{\nu} = 59\,239 \simeq 60\,000 \quad (2.2)$$

La longueur de la conduite  $L_c$  est de 3000 mm, soit 50 son diamètre. Un redresseur est placé à l'entrée de la conduite afin d'éviter des effets de *swirl*, observés lors des essais préliminaires. L'état turbulent pleinement développé a été vérifié a posteriori à partir des mesures à la sortie de la conduite (section 3.1.1). Un cordon chauffant est enroulé autour de la conduite afin de maintenir la température de l'écoulement à la température  $T_j$ . Un capot extérieur de diamètre  $D_c = 270$  mm contenant un isolant thermique (ouate de cellulose) est placé autour de la conduite. Un disque percé en Téflon d'épaisseur 50 mm, de diamètre extérieur  $D_c$  et de diamètre intérieur  $D$ , est placé au niveau de la section de sortie. La présence du capot extérieur confère à notre configuration un caractère faiblement semi-confiné.

Au niveau du plan de sortie, l'écoulement débouche alors dans l'environnement du laboratoire à la température ambiante  $T_e = 25^\circ\text{C}$ .

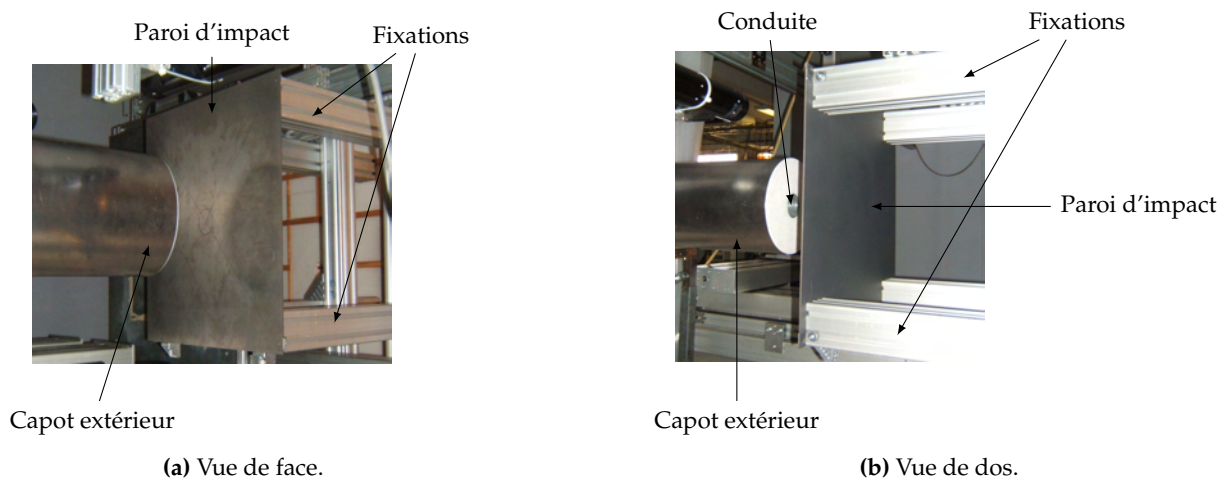


FIGURE 2.3 – Système d'injection et paroi d'impact (configuration ①)

### 2.1.3 Paroi d'impact

La paroi d'impact est constituée d'une fine plaque de titane T40 d'épaisseur  $e = 3$  mm. Les propriétés thermiques du matériau sont présentées dans le tableau 2.2. La plaque est placée perpendiculairement à l'axe du jet sur un chariot indépendant permettant de faire varier la distance d'impact. La distance d'impact  $H/D$  a été fixée à 3 diamètres, soit  $H = 180$  mm.

Deux configurations de plaque sont employées en fonction des mesures à effectuer :

- ① Cette configuration est utilisée pour les mesures aérodynamiques et thermiques dans l'écoulement. La plaque est de surface carrée de côté  $L_p = 600$  mm et fixée en ses quatre coins (figures 2.3a et 2.3b).

Masse volumique $\rho_p$	4507 kgm <sup>-3</sup>
Conductivité thermique $\lambda_p$	18.95 – 3.94 × 10 <sup>-3</sup> T Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Capacité calorifique à pression constante $C_p$	348.2 + 0.429T Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>

TABLE 2.2 – Propriétés thermiques du titane T40.

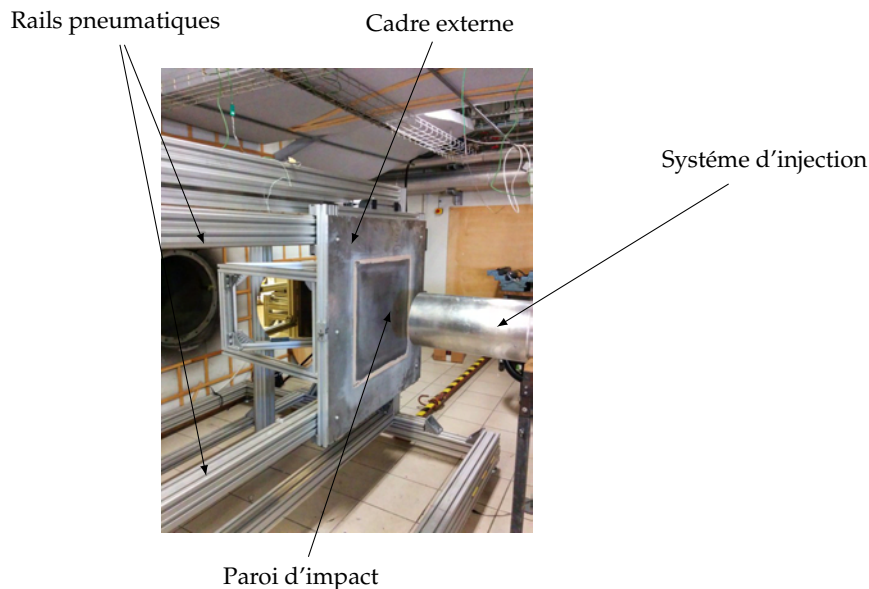


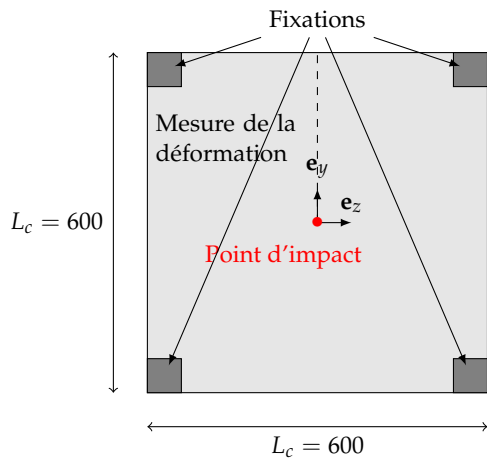
FIGURE 2.4 – Paroi d'impact : configuration ②.

② Cette configuration est utilisée pour les mesures des échanges de chaleur (figure 2.4). La plaque est de surface carrée de côté  $L_p = 600$  mm et encastrée dans un cadre mobile de 1000 mm de côté. Ce cadre mobile peut coulisser sur des rails pneumatiques dans la direction perpendiculaire à l'axe du jet  $e_z$ , de manière à permettre l'introduction rapide de la plaque dans l'écoulement de jet et générer un transitoire thermique.

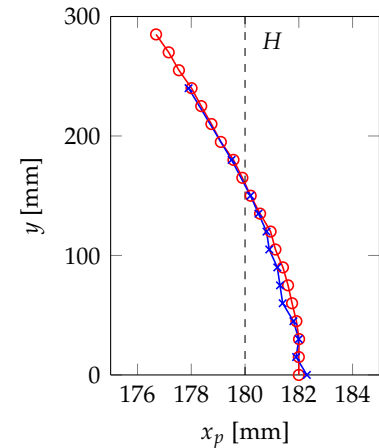
Lorsque la plaque est soumise à l'écoulement d'air chaud, elle se déforme légèrement sous l'effet de la dilatation thermique. La déformation de la paroi en configuration chaude par rapport au plan de référence  $H = 180$  mm a été déterminée lors des mesures proche paroi LDV (section 2.2) et fil froid (section 2.4). La déformation est mesurée le long de la ligne  $y = 0$  (figure 2.5). La déformation est de forme concave, avec un écart entre le point d'impact et l'extrémité de la plaque de 5,4 mm. Le point d'impact est décalé de 2 mm par rapport à la position de référence  $H = 180$  mm. Dans la suite nous proposons une correction géométrique afin de modifier les données expérimentales recueillies et présenter leur équivalent « plaque plane » (section 3.1.4).

### 2.1.4 Contrôle thermique

La surveillance de l'environnement thermique du banc d'essai est réalisée à l'aide de 30 thermocouples (TC) de type K (chromel/alumel), reliés à une chaîne d'acquisition National Instrument (carte d'acquisition PCI-6052E reliée à un module de conditionnement SCXI-1102 associé à un rack TC2095) et contrôlé à l'aide d'un programme LabView. L'incertitude des thermocouples, vérifiée à l'aide d'un bain thermostaté, est de  $\pm 0,5$  °C. La position des thermocouples les plus importants est représentée par les points verts à la figure 2.2.



(a) Visualisation de la ligne de mesure de la déformation de la plaque. Les dimensions sont en mm.



(b) Déformation de la paroi par rapport au plan de référence  $x = H$ . (—○—) Mesures LDV. (—×—) Mesures fil froid.

FIGURE 2.5 – Mesure de la déformation de la paroi suite à la dilatation thermique du titane (configuration ①).

La température du jet  $T_j$  est mesurée légèrement en aval de l'entrée de la conduite, au niveau du tuyau d'ensemencement (figure 2.2). Une série de thermocouples est positionnée le long de la conduite afin de vérifier que la température de celle-ci reste bien autour de la température du jet. La température extérieure  $T_c$  est mesurée par un TC placé au-dessus du capot extérieur en amont du plan de sortie et un TC placé derrière la paroi d'impact. La température extérieure varie en fonction des conditions météorologiques et de la durée de l'essai. Les variations de celle-ci n'excèdent cependant pas  $2^\circ\text{C}$  autour de la température moyenne de  $25^\circ\text{C}$ .

La qualité de la régulation thermique permet de maintenir la température du jet dans l'intervalle  $130 \pm 0,5^\circ\text{C}$ . Enfin, un TC est placé sur la face arrière de la plaque, au niveau du point d'impact.

### 2.1.5 Système de déplacement

En fonction de la technique de mesure employée, on dispose d'un banc de déplacement motorisé 3-axes ISEL d'une précision de  $1\ \mu\text{m}$  commandé par un PC dédié. Les directions de déplacement sont orientées selon le référentiel  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ .

## 2.2 Vélométrie laser à franges (LDV)

La vélocimétrie laser à frange permet de déterminer les champs moyens et fluctuants des deux composantes  $u_x$  et  $u_y$  du champ de vitesse. La mesure des signaux  $u_x(t)$  et  $u_y(t)$ , résolus en temps, permet également la détermination de spectre en fréquence. Après avoir rappelé le principe général de la vélocimétrie laser à franges, on décrit la chaîne de mesure particulière que nous avons mise en place pour la caractérisation du jet en impact. On présente ensuite les choix effectués pour le post-traitement des signaux mesurés.

### 2.2.1 Principe

La vélocimétrie laser à franges (ou vélocimétrie laser doppler, « Laser Doppler Velocimetry », LDV) est une méthode de mesure optique, non intrusive, permettant de déterminer localement la vitesse d'un fluide ensemençé par des particules. La figure 2.6 représente schématiquement le

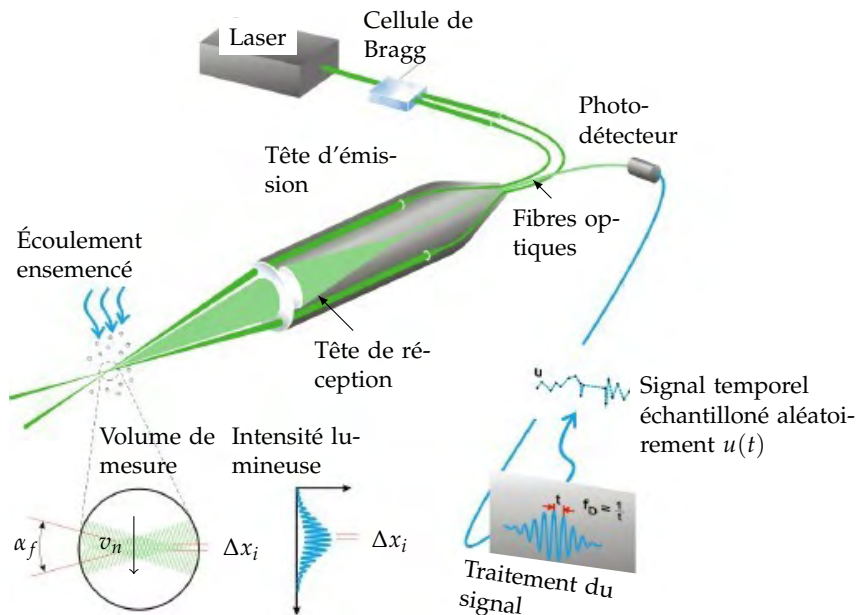


FIGURE 2.6 – Principe de la vélocimétrie laser à franges.

principe de la mesure pour une composante de la vitesse.

L'intersection de deux faisceaux de lumière monochromatique cohérente provoque l'apparition de franges d'interférences. Ces dernières sont parallèles au plan comprenant les faisceaux laser et normales à leur bissectrice. La dimension de l'interfrange  $\Delta x_i$  est relié à l'angle entre les faisceaux  $\alpha_f$  et la longueur d'onde  $\lambda_0$  de ces derniers :

$$\Delta x_i = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha_f} \quad (2.3)$$

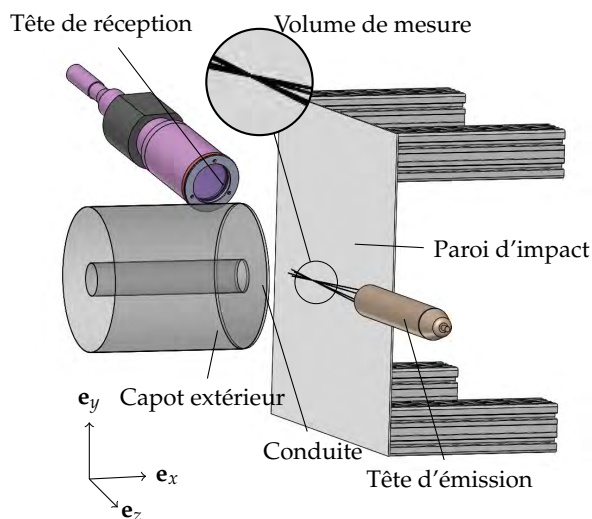
Lorsqu'une particule de petite taille devant  $\Delta x_i$  traverse le réseau de franges, elle diffuse dans toutes les directions un signal lumineux dont la fréquence  $f_d$  est directement lié à sa vitesse par :

$$f_d = \frac{v_n}{\Delta x_i} \quad (2.4)$$

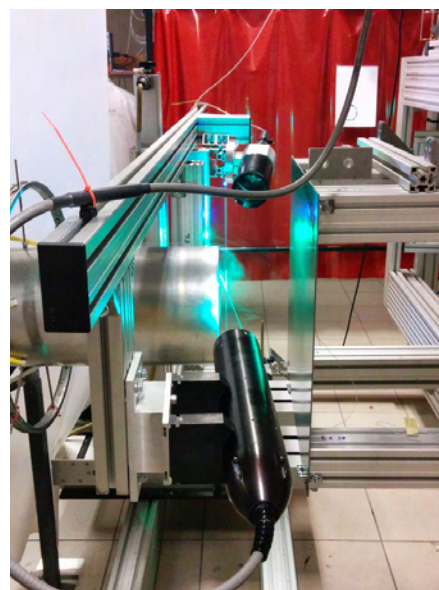
La mesure de la fréquence  $f_d$  associée à l'évènement du passage d'une particule, appelé *burst*, permet de remonter à la composante du vecteur vitesse dans la direction orthogonale aux franges  $v_n$ . La mesure des 2 composantes du vecteur vitesse nécessite par conséquent 2 paires de faisceaux laser. La tête de réception peut être intégrée ou non à la tête d'émission.

### 2.2.2 Chaîne de mesure

La chaîne de mesure LDV se compose d'un laser continu, de la tête d'émission, de la tête de réception et d'un module de traitement du signal. La figure 2.7 présente la position des têtes par rapport au volume de mesure et à la maquette pour les deux configurations retenues dans notre étude. Les régions accessibles pour ces deux configurations sont décrites à la section 2.2.3.



(a) Schéma.



(b) Photographie.

FIGURE 2.7 – Configurations pour la technique LDV.

**Faisceaux laser et tête d'émission** Les faisceaux laser sont produits par un laser SpectraPhysics (1 W). Ce laser-Argon ion émet trois raies monochromatiques : à 476 nm (violet), 488 nm (bleu) et 514 nm (vert). Pour notre étude, deux raies sont transmises à une tête d'émission TSI-9832. Une lentille convergente de longueur focale de 610 mm focalise les deux paires de faisceaux. La région d'intersection des quatre faisceaux constitue le *volume de mesure*, en forme d'ellipsoïde. Les dimensions de celui-ci (petit axe  $d_v$  et grand axe  $l_v$ ) sont fixées par l'angle entre les faisceaux  $\alpha_f$  et le rayon des faisceaux  $w_0$  (appelé *beam waist*) lorsqu'ils s'intersectent :

$$d_v = 2w_0 / \cos \alpha_f \simeq 0,1 \text{ mm} \quad (2.5)$$

$$l_v = 2w_0 / \sin \alpha_f \simeq 1,6 \text{ mm} \quad (2.6)$$

Un processus d'étalonnage est nécessaire afin de déterminer précisément l'angle entre les faisceaux  $\alpha_f$  et la matrice de changement de base entre le repère du vélocimètre (franges) et le repère géométrique ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ ). Celui-ci a été réalisé suivant la méthode Onera (Micheli 2013) à l'aide d'un théodolite. La distance interfrange correspondante est de  $\Delta x_i = 3,72296 \pm 0,00102 \mu\text{m}$  pour les franges vertes et  $\Delta x_i = 3,42180 \pm 0,00084 \mu\text{m}$  pour les franges bleues. Les plans formés par les faisceaux laser de même couleur forment un angle de  $90^\circ$  entre eux et de  $45^\circ$  avec l'horizontale. Afin de limiter le biais dû aux gradients de vitesse à l'intérieur du volume de mesure, son grand axe (direction des franges) est orienté dans la direction transversale  $\mathbf{e}_z$ .

**Cellule de Bragg** Afin de lever l'indétermination sur le signe de la vitesse  $v_n$ , il est nécessaire d'introduire une vitesse de défilement des franges. Ceci est obtenu en faisant passer un faisceau de chaque couleur au travers d'une cellule de Bragg. Il s'agit d'un dispositif acousto-optique dont le principe repose sur la diffraction de la lumière dans un cristal vibrant afin de changer la fréquence de la lumière. La vitesse de défilement doit être supérieure à la plus grande valeur négative de vitesse attendue dans l'écoulement. Dans notre cas, la fréquence de défilement de Bragg est fixée à 10 MHz, ce qui permet de détecter une vitesse négative jusqu'à  $-37 \text{ m/s}$ .

**Ensemencement** Les particules d'ensemencement doivent être de bons traceurs pour pouvoir suivre l'écoulement sans le perturber. Le temps de réponse de la particule à une modification de l'écoulement porteur, de masse volumique  $\rho$  et viscosité  $\mu$ , peut être estimé par la relation suivante (Adrian et Westerweel 2011) :

$$\tau_l = \frac{(\rho_p - \rho) d_p^2}{18\mu} \quad (2.7)$$

avec  $\rho_p$  la masse volumique des particules d'ensemencement et  $d_p$  leur diamètre. Elles doivent également être capable de diffuser efficacement la lumière dans la direction de la tête de réception. Dans notre étude, l'ensemencement est réalisé à l'aide de fines gouttelettes d'huile Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) produites par un gicleur Topas, de débit réglable. Leur faible diamètre  $d_p \simeq 0,3 \mu\text{m}$  et leur longue durée de vie (4 h) en font un bon candidat pour les mesures en écoulement d'air à vitesse modérée. D'après (2.7), le temps de réponse  $\tau_l$  est de l'ordre de  $10^{-7}$  s.

Afin de disposer de particules sur l'ensemble du domaine de mesure, l'ensemencement est injecté en deux endroits :

- ▷ Un petit tuyau placé en aval du redresseur (figure 2.2) permet d'ensemencer l'écoulement issu de la conduite. L'écoulement de conduite étant fortement turbulent, la concentration de traceur en sortie de conduite est homogène.
- ▷ Une série de tuyaux placée en amont du plan de sortie autour du capot extérieur permet d'ensemencer l'air entraîné par le jet.

Le débit d'ensemencement maximal permet d'atteindre un taux de détection élevé de 20 000 particules/s dans le jet. Ce taux chute à 1 000 particules/s à l'extérieur du jet et dans les régions proches de la paroi.

**Tête de réception** La tête de réception est disposée légèrement en biais face à la direction des faisceaux laser. Cette configuration, dite en *diffusion avant*, permet de maximiser la quantité de lumière, diffusée par les particules et collectée par la tête.

La tête de réception est constituée d'un télescope (optique à grande ouverture) qui focalise la lumière du volume de mesure sur un photomultiplicateur. Son rôle consiste à produire des électrons à partir des photons réceptionnés. Le flux d'électrons est alors multiplié (d'un ordre  $10^8$ ) dans le but de produire un signal électrique traitable. Le temps de réponse du photomultiplicateur est très faible (de l'ordre de  $10^{-9}$  s).

**Traitement des signaux** Le signal électronique à la sortie du photomultiplicateur est transmis vers un calculateur IFA755. Ce module de traitement effectue un filtrage passe-haut du signal associé à un burst afin d'éliminer le piédestal et avoir un signal de moyenne nulle (figure 2.8a). Il

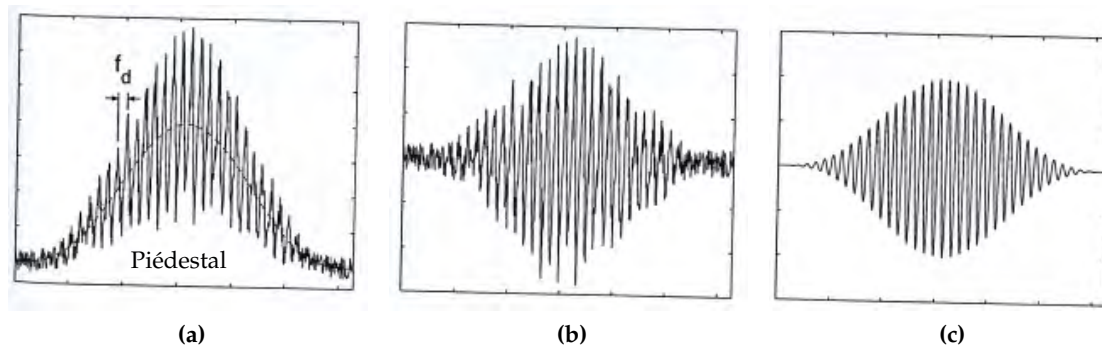


FIGURE 2.8 – Signal électrique associé à un burst.

applique ensuite un filtre-basse afin d'éliminer le bruit haute fréquence, d'origine électronique (figure 2.8b). Enfin, le calculateur effectue une autocorrélation du signal filtré afin de déduire la fréquence du burst  $f_d$  (figure 2.8c). Les données (date d'arrivée des particules et fréquence associée  $f_d$ ) sont ensuite enregistrées sur le PC d'acquisition. Le logiciel d'acquisition effectue alors un *contrôle de coïncidence* qui consiste à ne conserver que les bursts détectés aux mêmes instants pour les deux couleurs (deux composantes de vitesse). À partir de la distance interfrange  $\Delta x_i$  et de la matrice de changement de base, il calcule les deux composantes  $u_x$  et  $u_y$  de la vitesse de la particule.

### 2.2.3 Configurations de mesure

Afin de couvrir l'ensemble du domaine, le volume de mesure doit être déplacé en chaque point où l'on souhaite connaître la vitesse. La figure 2.9 présente les 2685 points de mesures sélectionnés

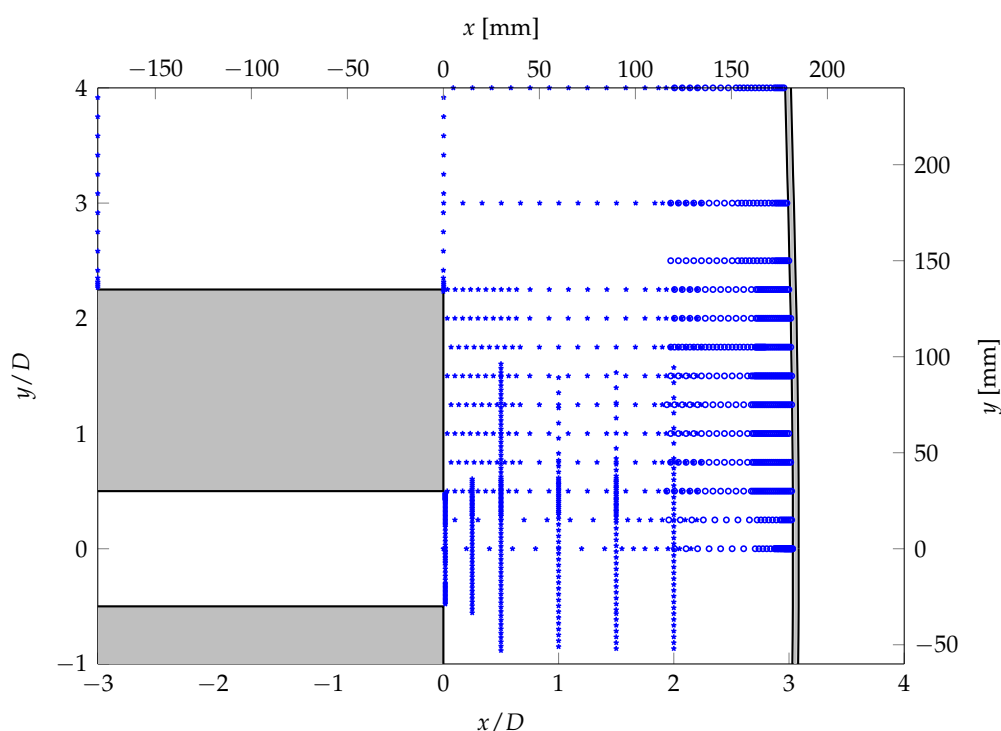


FIGURE 2.9 – Localisation des points de mesure LDV. (\*) Configuration ①. (o) Configuration ②.

pour notre étude.

Dans la mesure où l'écoulement moyen d'un jet rond en impact est axisymétrique, les profils de vitesse détaillés sont uniquement réalisés dans le plan longitudinal ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ ). La vitesse radiale  $u_r$  correspond à  $u_y$ . Afin de vérifier la symétrie du jet, des mesures préliminaires ont été réalisées sur un maillage non-structuré dans des plans de coupe transversaux ( $\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ ).

Pour des raisons d'encombrement optique, deux configurations différentes ont dû être utilisées. La configuration ① correspond à celle présentée à la figure 2.7. La tête d'émission est légèrement orientée vers la sortie du jet. Il en est de même pour la tête de réception, placée du côté droit par rapport à l'axe du volume de mesure. Cette configuration permet de mesurer :

- ▷ La région de jet libre : depuis le plan de sortie  $x = 1$  mm jusqu'à la position radiale  $x = 120$  mm. Les profils selon  $\mathbf{e}_y$  sont mesurés à différentes stations axiales espacées de  $x = 30$  mm. Ces profils traversent l'axe du jet, permettant de vérifier la symétrie de l'écoulement.
- ▷ La région d'entraînement jusqu'à  $x = -180$  mm en amont de la section de sortie.



La configuration ② est dédiée aux mesures proches de la paroi d'impact. La tête d'émission est, cette fois, légèrement orientée vers la paroi tandis que la tête de réception est placée du côté gauche par rapport au volume de mesure. Cette configuration permet de mesurer des profils au-dessus de la paroi d'impact pour différentes stations radiales depuis le point d'impact  $y = 0$  mm jusqu'à  $y = 240$  mm. Les profils sont réalisés tous les 15 mm. La distance la plus proche accessible au dessus de la paroi est de l'ordre de 0,5 mm.

Une région de mesure commune permet de vérifier la qualité du raccord entre les deux configurations.

### 2.2.4 Calcul des statistiques

Pour chaque point de mesure, on est intéressé par le calcul de la vitesse moyenne  $\langle u \rangle$  et des fluctuations  $\langle u'^2 \rangle$  (variance). Pour un signal  $x(t)$  échantillonné à  $N_e$  pas constants  $t_i = i\Delta t$ , l'approche classique pour le calcul de la moyenne et de la variance est la suivante :

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} x(t_i) \quad (2.8)$$

$$\langle x'^2 \rangle = \left( x^{\text{RMS}} \right)^2 = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} (x(t_i) - \langle x \rangle)^2 \quad (2.9)$$

La convergence des statistiques (moyenne et variance) nécessite :

- ▷ Un nombre d'échantillons  $N_e$  suffisamment élevé;
- ▷ Un temps d'acquisition  $t_{\text{acq}}$  suffisamment grand par rapport aux temps caractéristiques des phénomènes attendus.

Pour chaque point de mesure,  $N_e = 200\,000$  échantillons sont enregistrés. En fonction de la cadence d'ensemencement, la durée de l'acquisition nécessaire varie de  $t_{\text{acq}} \simeq 20$  s dans le cœur du jet à  $t_{\text{acq}} \simeq 200$  s à l'extérieur ou en proche paroi. On vérifie que ces temps d'acquisition sont supérieurs au temps caractéristique des grosses structures attendues dans l'écoulement :  $\tau_c = 0,006$  s pour le mode colonne à  $St_D = 0,4$ . On a donc, au moins,  $t_{\text{acq}}/\tau_c = 333$  dans le cœur du jet, ce qui est largement suffisant pour assurer la convergence des statistiques.

**Signaux à échantillonnage aléatoire** Les signaux LDV présentent la caractéristique d'être échantillonnés avec un pas aléatoire. En effet, l'enregistrement d'une mesure de vitesse n'est effectué qu'au moment où une particule d'ensemencement croise les franges. L'arrivée des particules suit approximativement une loi de Poisson. Ainsi, pour un intervalle de temps donné, le nombre de particule détectées sera d'autant plus grand que la vitesse est élevée. Dans ce cas, si toutes les mesures  $u(t_i)$  sont prises en compte dans le calcul de la moyenne, le poids des grandes vitesses sera plus important. Ce phénomène est appelé *biais de vitesse*. Plusieurs stratégies permettent de prendre en compte ce biais. Une solution consiste par exemple à re-échantillonner le signal lors du post-traitement après avoir interpolé le signal de vitesse (*stratégie de reconstruction*). D'autres stratégies sont basées sur une *pondération* des mesures :

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} w_i x(t_i)}{\sum_{i=1}^{N_e} w_i} \quad (2.10)$$

$$\langle x'^2 \rangle = \left( x^{\text{RMS}} \right)^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} w_i (x(t_i) - \langle x \rangle)^2}{\sum_{i=1}^{N_e} w_i} \quad (2.11)$$

Plusieurs choix sont possibles pour la pondération. Dans notre étude, le temps entre deux particules (« Time Between Data », TBD) est utilisé comme coefficient de pondération. Cette pondération est efficace lorsque le taux de détection est relié à la vitesse instantanée. Elle nécessite toutefois un bon niveau d'ensemencement.

**Traitements** Le traitement des statistiques est réalisé à l'aide du logiciel ASSA (Micheli et al. 2006) de l'Onera. Outre l'application de la pondération TBD, le logiciel procède également à une élimination des *cheveux* (« outliers ») *i.e.* toutes les particules détectées dont la vitesse s'écarte, de manière isolée, de plus de 4,5 écarts-types de la moyenne. Cette opération permet d'éviter que quelques vitesses erronées n'altèrent les statistiques.

### 2.2.5 Calcul des spectres

Lorsque le taux d'ensemencement est suffisamment élevé par rapport à la dynamique de l'écoulement, la LDV fournit des signaux de vitesse résolus en temps. Pour chaque point de mesure, il est donc possible de tracer le spectre de la turbulence que l'on exploitera au chapitre 3 pour étudier la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. On rappelle ci-dessous les méthodes couramment utilisées pour l'extraction du contenu fréquentiel d'un signal échantillonné à pas constant. On décrit ensuite la méthode utilisée pour calculer les spectres à partir des signaux LDV à échantillonnage aléatoire.

**Spectre en énergie et densité spectrale de puissance** La transformée de Fourier  $X(f)$  permet d'analyser le signal temporel  $x(t)$  dans le domaine fréquentiel. Elle s'écrit comme :

$$X(f) = \sum_{n=0}^{N_e-1} x(n\Delta t) \exp\left(-2i\pi f \frac{n}{N_e}\right) \quad (2.12)$$

Ces formules fournissent le *spectre en énergie*. La transformée de Fourier discrète se calcule numériquement de manière efficace à l'aide de l'algorithme FFT (« Fast Fourier Transform »). Pour les signaux aléatoires stationnaires et ergodiques, tels que ceux associés à la turbulence, on préfère généralement représenter le spectre en puissance, également appelé *densité spectrale de puissance* (DSP) ou *périodigramme*. La DSP représente la répartition de la puissance du signal selon la fréquence et correspond au carré du module de la transformée de Fourier :

$$\text{DSP}(f) = \frac{|X(f)|^2}{N_e} \quad (2.13)$$

Pour un signal réel, la DSP est symétrique. La DSP d'un signal de durée  $t_{\text{acq}}$ , échantillonné sur  $N_e$  pas de temps  $\Delta t$  a pour fréquence maximale la moitié de la fréquence d'échantillonnage  $f_m = \frac{f_e}{2} = \frac{1}{2\Delta t}$ . La résolution fréquentielle est  $\Delta f = \frac{1}{t_{\text{acq}}}$ .

**Calcul des spectres à l'aide de la méthode de Welch** Plusieurs méthodes permettent d'estimer la DSP d'un signal bruité, tel que ceux obtenus expérimentalement. Leur principe est de réduire le bruit en sacrifiant la résolution fréquentielle. Parmi celles-ci, nous avons sélectionné la méthode de Welch (1967). Cette méthode consiste à diviser le nombre d'échantillons total  $N_e$  en  $K$  paquets de  $L$  échantillons. Les segments définis peuvent posséder des zones de recouvrement et sont décalés de  $D$  échantillons. Sur chaque segment fenêtré, on calcule alors la DSP par transformée de Fourier discrète (FFT). La DSP finale est obtenue par la moyenne des DSP obtenues pour chaque segment.

**Traitement pour les signaux à échantillonnage aléatoire** Les méthodes qui viennent d'être décrites concernent uniquement les signaux à échantillonnage constant. Dans le cas des signaux LDV, ceci n'est plus le cas. Deux stratégies sont alors possibles :

- ▷ Les algorithmes « directs » : [Nobach \(2015\)](#) a proposé un algorithme afin de déterminer directement la DSP à partir de tels signaux. À l'instar de la détermination des statistiques (2.10) et (2.11), cet algorithme est basé sur une pondération de la vitesse par le temps écoulé entre le passage de deux particules. Il permet également de tenir compte du temps fini que passe une particule dans le volume de mesure (« dead-time »). Les paramètres de la méthode sont un *temps de corrélation*  $\Delta\tau$ , la méthode étant basée sur le calcul de corrélation temporelle, et la fréquence maximum du spectre  $f_m$ . Ces deux paramètres déterminent respectivement la résolution fréquentielle  $\Delta f$  et l'étendue du spectre.
- ▷ Traitement par reconstruction : le signal échantillonné aléatoirement est ré-échantillonné pour obtenir un signal échantillonné à pas constant  $\Delta t = \frac{t_{acq.}}{N_e}$  sur lequel on peut ensuite appliquer la méthode de [Welch \(1967\)](#), présentées ci-dessus.

Pour le traitement de nos mesures, nous avons évalué la pertinence des deux stratégies, la méthode directe étant considérée comme référence. Pour cela, nous considérons le signal de vitesse radiale  $u_r(t)$  obtenu pour un point de mesure dans la couche de mélange du jet libre, représenté à la figure 2.10a. On constate la présence d'intervalles durant lesquels aucune particule n'est détec-

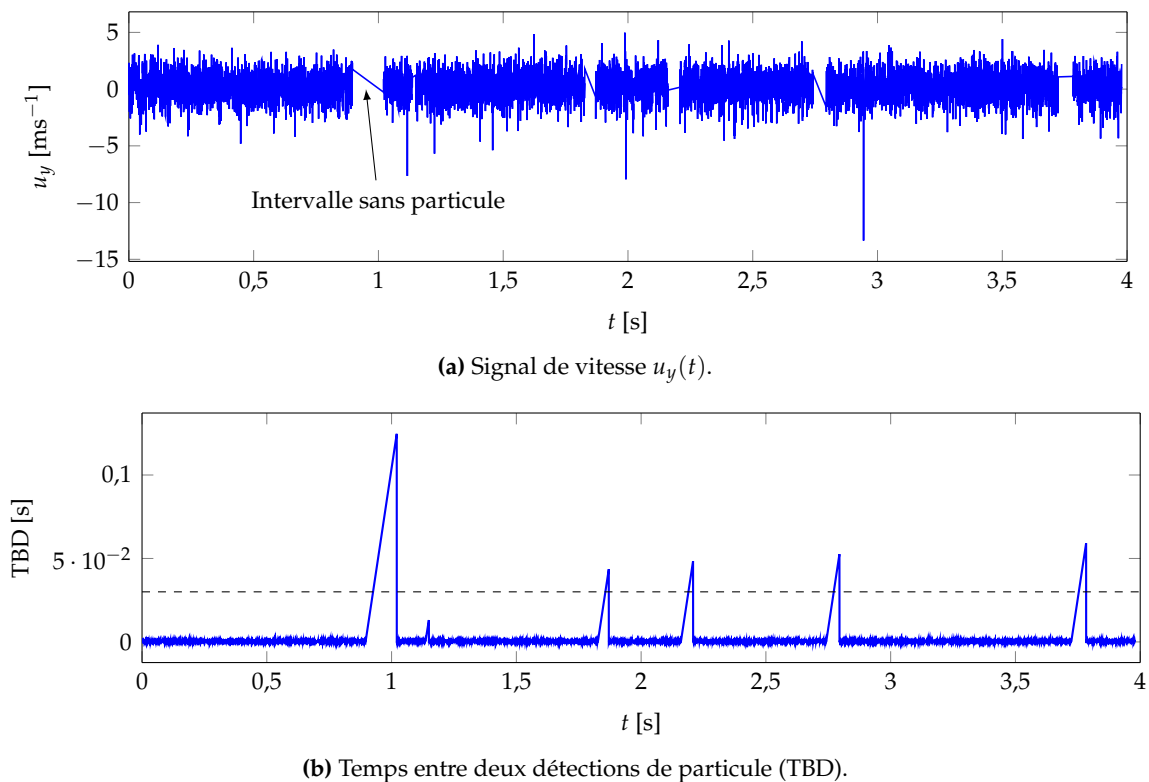


FIGURE 2.10 – Signal LDV pour un point de mesure dans la couche de mélange du jet.

tée. La figure 2.10b montre le temps écoulé entre la détection de deux particules (TBD) associé au signal. On observe des pics marqués correspondant à de long délais.

La figure 2.11 présente la DSP calculée par la méthode directe de [Nobach \(2015\)](#) et celle obtenue par application de la méthode de [Welch \(1967\)](#) sur le signal ré-échantillonné. Le tableau 2.3 présente les paramètres choisis de manière à obtenir une résolution fréquentielle similaire pour les deux méthodes. Notons le coût important de la méthode directe, qui nécessite environ une heure

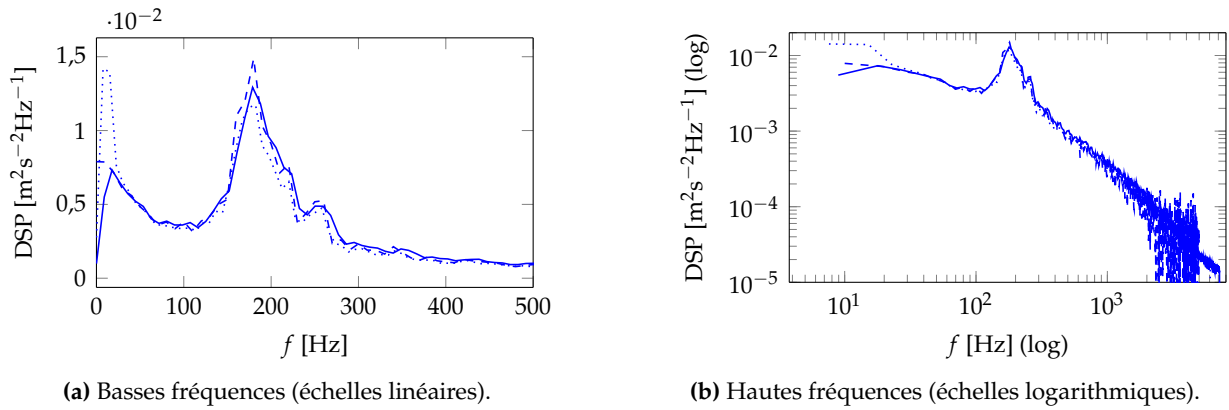


FIGURE 2.11 – Comparaison des PSD obtenues à l’aide différentes stratégies. (.....) Méthode de Welch (1967). (----) Méthode de Nobach (2015). (—) Méthode de Welch (1967) sur le signal corrigé.

pour le traitement d’un seul signal alors que la méthode par reconstruction nécessite moins d’une seconde.

	Paramètres	Résol. fréq.	Temps de calcul
Signal	$N_e = 200\,000$		
	$T = 16,36\text{ s}$		
Signal interpolé	$\Delta t = 8,18 \times 10^{-5}\text{ s}$		
Méthode de Welch (1967)	$L = 1600$ $L/D = 2$	$\Delta f = 8\text{ Hz}$	1 s
Méthode de Nobach (2015)	Fenêtre de Hamming $\Delta \tau = 0,1\text{ s}$ $f_m = 5\text{ kHz}$	$\Delta f = 10\text{ Hz}$	$\simeq 1\text{ h}$

TABLE 2.3 – Paramètres pour le calcul des spectres d’un signal LDV.

On constate que les deux spectres présentent une allure similaire sur une large bande spectrale, les différences les plus importantes apparaissant aux extrémités du spectre. La stratégie de reconstruction fait apparaître de l’énergie pour les très basses fréquences alors qu’elle est absente avec la méthode directe. Cette énergie aux basses fréquences est un artefact de la méthode de reconstruction. En effet, quand on analyse le signal à la figure 2.10a, on constate que l’interpolation des intervalles sans ensemencement génère des segments linéaires de longue durée. Ces derniers contribuent à l’énergie associée aux basses fréquences lors du calcul du spectre. Pour les hautes fréquences (figure 2.11b), on constate le caractère plus bruité de la méthode directe, qui ne jouit pas de l’effet de lissage apporté par l’approche à fenêtres multiples de la méthode de Welch (1967).

Afin d’éliminer l’énergie, non-physique, au niveau des basses fréquences tout en conservant une stratégie rapide de reconstruction, nous avons proposé un traitement visant à détecter et supprimer les intervalles de temps correspondant à une longue absence d’ensemencement. Il consiste à décaler le signal lorsqu’un TBD dépasse un seuil critique. Ces événements étant rares, le seuil est défini comme le score au percentile 99,5% de la densité de probabilité du TBD (ligne pointillée à la figure 2.10b). La figure 2.11 montre le spectre obtenu par application de la méthode de Welch (1967) sur le signal traité, puis interpolé. L’énergie aux basses fréquences correspond à celle fournie par le calcul direct du spectre. Le reste de celui-ci n’est, par ailleurs, presque pas altéré

par rapport à la reconstruction classique. Notre stratégie est dès lors pertinente dans la mesure où elle permet de retrouver un spectre similaire à la méthode directe mais avec un coût nettement moins important (quelques secondes par point de mesure). Il est dès lors envisageable de calculer le spectre pour chacun des points de mesure de la figure 2.9.

## 2.3 Vélocimétrie par images de particules (S-PIV)

La vélocimétrie par images de particules permet d'accéder à des champs de vitesse instantanée dans un plan de l'écoulement. Elle permet la caractérisation des trois composantes de la vitesse moyenne ainsi que du tenseur de Reynolds complet. Après avoir rappelé le principe général de la méthode, on décrit la chaîne de mesure particulière que nous avons mise en place pour la caractérisation du jet en impact. On présente ensuite les choix effectués sur les paramètres de post-traitement des images recueillies. On décrit enfin l'algorithme de détection de structures retenu pour interpréter les champs de vitesse instantanés mesurés.

### 2.3.1 Principe de la méthode

**PIV « classique »** La vélocimétrie par images de particules (PIV) est une technique de mesure non-intrusive permettant d'avoir accès au champ de vitesse dans un plan de l'écoulement à un instant donné. Son principe général est présenté à la figure 2.12. L'écoulement est ensemençé à

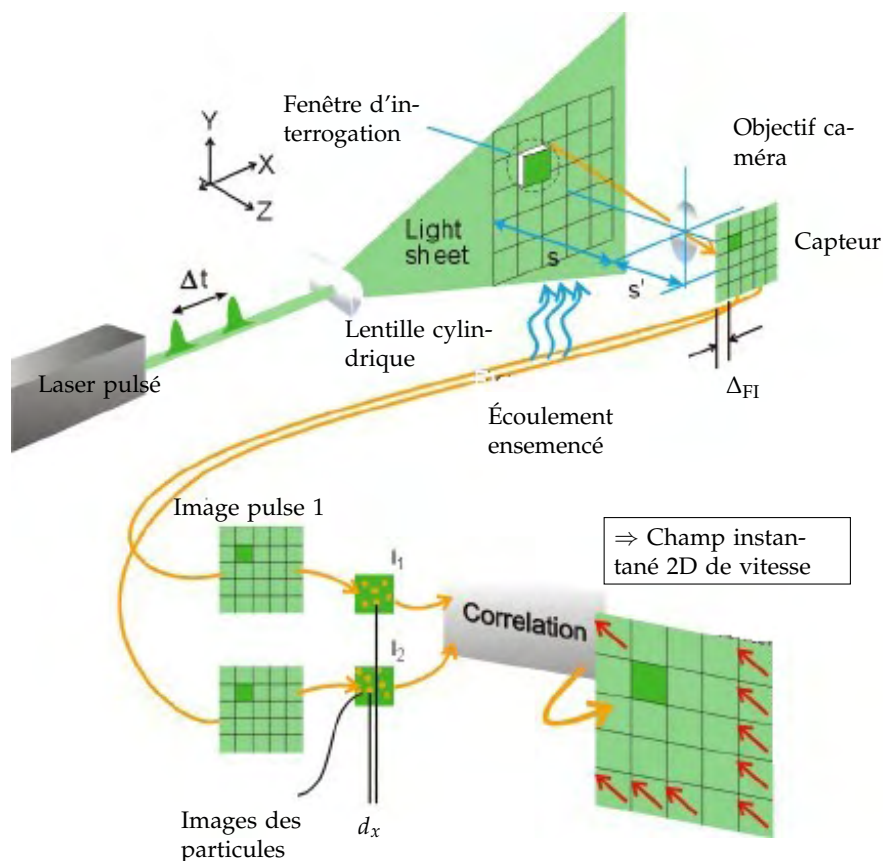


FIGURE 2.12 – Principe de la vélocimétrie par image de particules.

l'aide de particules jouant le rôle de traceur. Le plan de mesure est éclairé par une source lumineuse (généralement un laser) en deux instants successifs séparés d'un intervalle  $\Delta t$  donné. Les

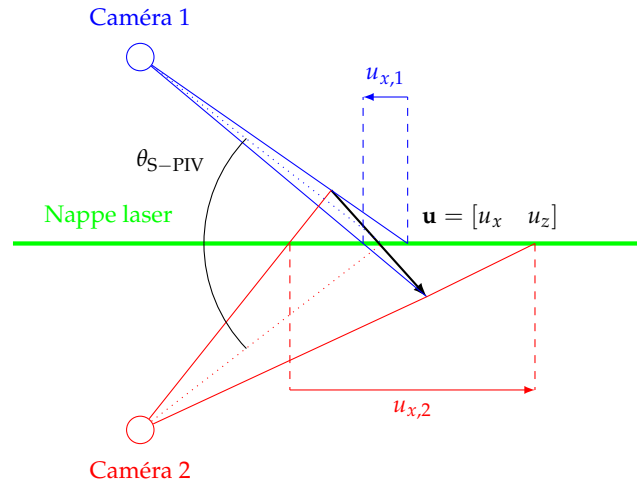


FIGURE 2.13 – Principe de la PIV stéréoscopique angulaire pour le calcul du vecteur vitesse  $\mathbf{u}$  qui présente une composante normale au plan laser non-nulle.

images des particules illuminées (par diffusion de Mie) sont acquises par une caméra (généralement un capteur digital CMOS ou CCD), à l'aide d'un dispositif synchronisant l'ouverture des caméras et la source lumineuse. Chaque doublet d'image est ensuite subdivisé en petites fenêtres (fenêtre d'interrogation) de taille donnée. Par l'intermédiaire d'une inter-corrélation entre une fenêtre de la première et de la seconde image, on détermine le vecteur déplacement (en pixel, px)  $\mathbf{d}' = [d'_x \ d'_y]$  des particules entre les deux instants. Ce déplacement doit être multiplié par le facteur de grandissement pour déterminer le déplacement réel (en mètre)  $\mathbf{d} = [d_x \ d_y]$  de la particule. On en déduit alors le vecteur vitesse associé à cette fenêtre en divisant ce déplacement par le temps qui s'est écoulé entre les deux images :

$$\mathbf{u} = [u_x \ u_y] = \frac{\mathbf{d}}{\Delta t} \quad (2.14)$$

Ce vecteur à deux composantes (2C) correspond à la vitesse de l'écoulement projetée sur le plan de mesure. Une description exhaustive de la technique peut être trouvée dans les ouvrages de référence de [Adrian et Westerweel \(2011\)](#) ; [Raffel et al. \(2013\)](#).

**PIV stéréoscopique** Lorsque l'écoulement présente du *swirl* ou est turbulent, il peut exister une composante de vitesse normale au plan de mesure  $u_z$  importante. Cette vitesse correspond au déplacement d'une particule dans l'épaisseur de la nappe lumineuse. La PIV stéréoscopique (S-PIV) utilise deux caméras présentant un angle de vue (S-PIV angulaire) ou une position différente (S-PIV en translation) par rapport au domaine de mesure . À partir des vitesses projetées  $\mathbf{u}_1 = [u_{x,1} \ u_{y,1}]$  et  $\mathbf{u}_2 = [u_{x,2} \ u_{y,2}]$ , mesurées par chacune des deux caméras, il est possible de remonter au vecteur vitesse complet  $\mathbf{u} = [u_x \ u_y \ u_z]$  (3C) lors du processus de *reconstruction*. Le principe est illustré à la figure 2.13 pour deux caméras placées de part et d'autre de la nappe laser. Les différentes configurations S-PIV et méthodes de reconstruction ont été décrites par [Prasad \(2000\)](#).

### 2.3.2 Description de la chaîne de mesure

On décrit dans la suite les éléments de la chaîne de mesure qui ont été sélectionnés pour notre étude. Elle se compose d'un laser à impulsion, de deux caméras et d'un système d'acquisition.

Deux configurations de mesures ont été mises en place pour notre étude :

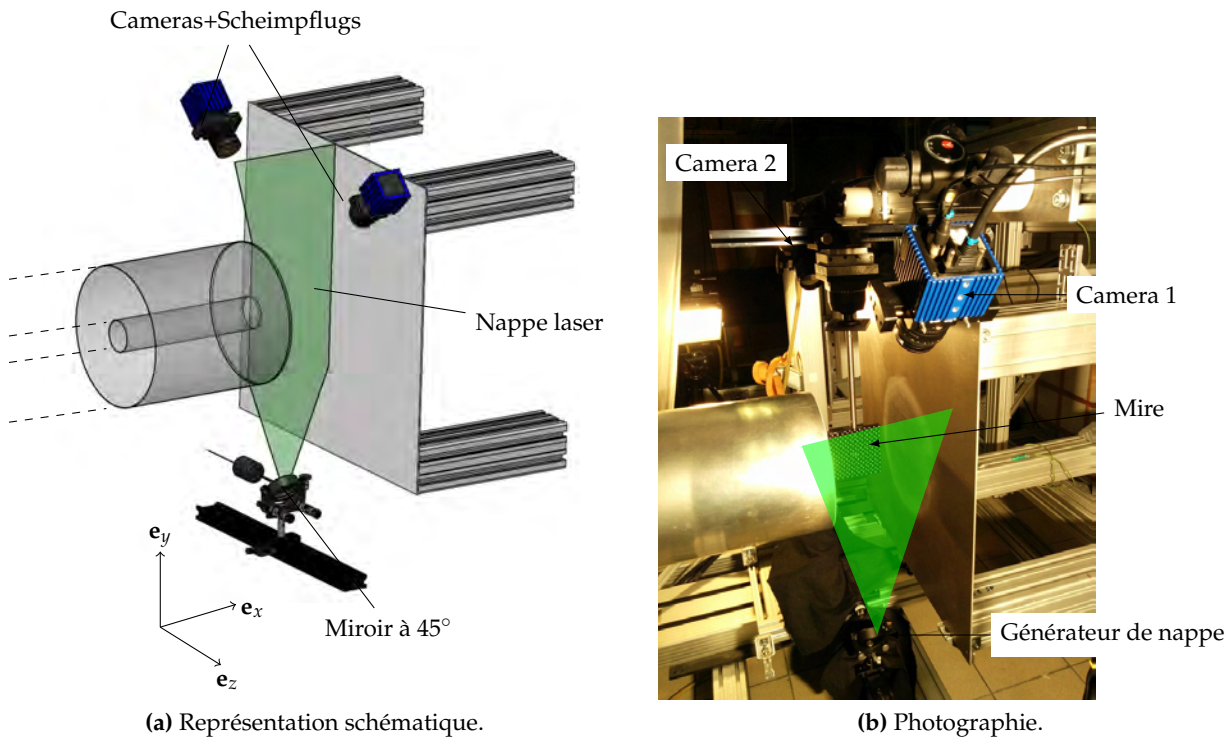


FIGURE 2.14 – S-PIV : configuration ①.

- ▷ Configuration ① pour la mesure de la vitesse dans le plan longitudinal ( $e_x, e_y$ ) (figure 2.14);
- ▷ Configuration ② pour la mesure de la vitesse dans des plans transverses ( $e_y, e_z$ ) (figure 2.18);

On décrit tout d'abord la chaîne de mesure pour la configuration ①. La configuration ② étant une variante de la première, on présentera succinctement à la section 2.3.3.

**Plan lumineux** Les vitesses mises en jeu dans notre écoulement imposent de faibles temps d'exposition aux caméras. La source lumineuse doit donc être d'une forte intensité pour apporter suffisamment de photons sur le capteur. La source lumineuse utilisée dans notre étude est un laser Nd:YAG double cavité de longueur d'onde 514 nm. Ce laser génère deux impulsions de 200 mJ de courte durée  $\tau = 0,01 \mu\text{s}$  décalées d'un intervalle de temps  $\Delta t$  fixé par l'utilisateur. Avec ce type de laser, l'intervalle de temps entre deux doublets d'impulsion est au minimum de 0,1 s, ce qui correspond à une fréquence d'acquisition de 10 Hz. Dans la mesure où les fréquences caractéristiques les plus basses attendues pour notre l'écoulement sont de l'ordre de 100 Hz, ce dispositif ne nous permet pas d'effectuer une PIV *résolue en temps* i.e. deux champs PIV successifs ne seront pas corrélés en temps.

La nappe laser est générée à partir du faisceau laser à l'aide d'un système optique, composé d'une lentille sphérique et d'une lentille cylindrique. Un miroir permet de rediriger la nappe dans le plan longitudinal ou transverse. La lentille sphérique permet d'ajuster la position du *beam waist* i.e. la position à laquelle la nappe laser est la plus fine, de manière à la faire coïncider avec la région d'observation des caméras.

**Caméras** Nous avons sélectionné les caméras LaVision IMAGER SX (capteur CCD) de 4 Mégapixels pour leur haute résolution ( $2360 \text{ px} \times 1776 \text{ px}$ ) et leur dynamique élevée (12 bits = 4096 niveaux). Les caméras sont fixées au banc de déplacement par l'intermédiaire de rotules permettant d'ajuster finement leur position par rapport à la mire de calibration et d'optimiser leur champ de

vision. Les caméras sont placées de part et d'autre et à environ 50 cm de la nappe laser. Elles sont positionnées dans le quadrant faisant face à la direction de la nappe (diffusion avant, « forward scattering ») afin de se rapprocher de la direction privilégiée de diffusion de Mie.

Chacune des caméras est montée avec un objectif AF 500 mm  $f/1.8$  Nikkor et d'un Scheimpflug réglable permettant d'assurer la mise au point sur l'ensemble de la fenêtre d'observation. L'axe optique des caméras fait un angle de  $\theta_{S-PIV} = 45^\circ$  avec l'axe  $y$ . D'après Prasad (2000), cet angle est théoriquement celui qui permet de minimiser l'erreur de reconstruction.

L'ouverture des objectifs est  $f/4$ , ce qui est un bon compromis entre la quantité de lumière reçue par le capteur et la profondeur de champ nécessaire pour garantir une mise au point sur l'ensemble de la fenêtre d'observation.

**Calibration** Le processus de calibration permet de déterminer la correspondance entre la position d'un pixel sur le capteur de la caméra et la position physique de ce point sur la nappe laser. Il est indispensable au processus de reconstruction en S-PIV. La calibration est effectuée à l'aide d'une mire rainurée LaVision 10-106 (figure 2.14b) dont la face avant est alignée avec la napper laser et de l'utilitaire AFIX de l'Onera (Le Sant 2001). La calibration est basée sur un modèle de caméra *pinhole*, qui s'est montré le plus précis pour les applications de PIV stéréoscopique (Le Sant et al. 2007).

**Ensemencement** L'ensemencement PIV doit être sélectionné selon les mêmes contraintes que pour la LDV (section 2.2). Deux contraintes viennent cependant s'ajouter :

- ▷ La tache d'une particule sur le capteur doit être de taille suffisante (quelques pixels) afin d'éviter le phénomène du *peak-locking*.
- ▷ La concentration de particules dans la fenêtre d'interrogation doit être suffisante et homogène pour un calcul fiable des déplacements sur toute la région mesurée. Elle ne doit, par contre, pas être trop importante afin de conserver un rapport signal sur bruit suffisant.

On utilise le même ensemencement que pour la LDV. Le débit d'ensemencement est néanmoins ajusté au niveau des gicleurs afin d'obtenir une concentration satisfaisante.

La figure 2.15 montre le signal recueilli sur le capteur de la caméra 1 pour une fenêtre d'observation dans le jet libre. La concentration de traceur est homogène et importante dans le cœur du jet. Vu les faibles vitesses rencontrées à l'extérieur du jet, l'ensemencement issu de l'air ambiant entraîné est moins homogène. On distingue à la fois des régions peuensemencées et des zones trèsensemencées qui apparaissent par bouffées. Le traitement de ces dernières nécessitera un post-traitement particulier (section 2.3.4).

Sur la partie droite de la figure 2.15, on présente trois fenêtres d'interrogation de tailles différentes ( $15 \times 15$ ,  $21 \times 21$  et  $31 \times 31$ , correspondant au carré rouge). On constate qu'une particule est bien associée à une tache de diamètre supérieur au pixel. Le rapport signal sur bruit est excellent, avec les particules se détachant bien du fond noir. Enfin, dans le jet et les couches de mélange, la concentration est suffisamment élevée pour conserver au moins une dizaine de particules par fenêtre d'interrogation, même pour la plus petite de  $15 \times 15$ .

**Acquisition des images** L'acquisition des images est réalisée à l'aide du logiciel DaVis 8.2 de LaVision. La synchronisation entre l'ouverture des caméras et l'impulsion laser est effectuée par un dispositif PTU LaVision. La durée séparant deux impulsions laser  $\Delta t$  est choisie de manière à ce que le déplacement d'une particule ne dépasse pas 8 px, afin que l'algorithme permettant de calculer le champ de vitesse puisse corrélérer efficacement les deux images successives (section 2.3.4). En fonction des régions de l'écoulement considérées, plusieurs pas de temps ont été sélectionnés (tableau 2.4) afin d'optimiser la gamme de résolution aux vitesses attendues.



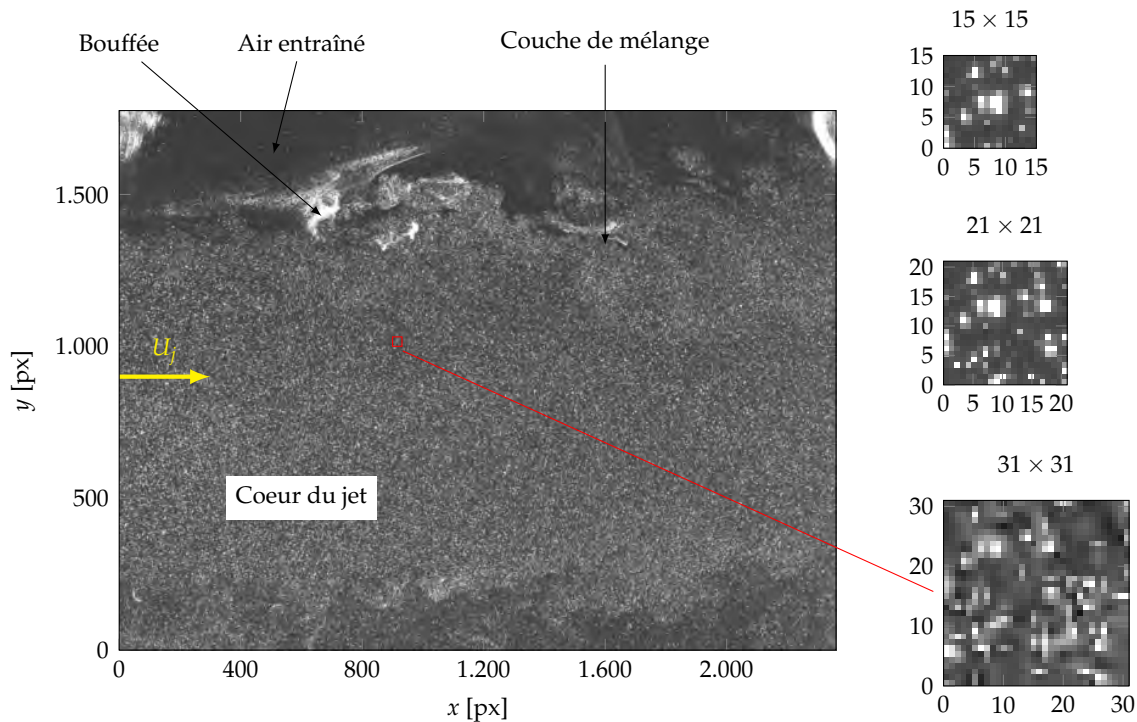


FIGURE 2.15 – Signal recueilli sur le capteur de la caméra 1 pour une fenêtre d’observation dans le jet libre.

Dans le cas de la S-PIV, le pas de temps  $\Delta t$  doit également être suffisamment faible pour que le déplacement d’une particule dans la direction hors-plan soit inférieur à l’épaisseur de la nappe laser, afin de ne pas « perdre » trop de particules. Si l’on suppose que la vitesse normale maximale attendue est de  $30 \text{ ms}^{-1}$  et l’épaisseur de la nappe de  $1 \text{ mm}$ , le pas de temps doit être inférieur à  $20 \mu\text{s}$ .

Pour chaque fenêtre d’observation,  $N_e = 2000$  instantanés (images PIV<sup>1</sup>) ont été enregistrés à une fréquence d’acquisition de  $f_e = 10 \text{ Hz}$ . Le temps d’acquisition de  $t_{\text{acq.}} = 200 \text{ s}$  est grand devant le temps caractéristique  $\tau_c = 0,006 \text{ s}$  attendu pour la dynamique tourbillonnaire du jet ( $St_D \simeq 0,4$ ). On verra à la section 2.3.4 que le nombre d’échantillons est suffisant pour obtenir des statistiques (moyenne et variance) convergées.

**Gestion des réflexions** D’intenses réflexions de la nappe laser ont été observées, à la fois sur la paroi d’impact en titane et le plan de sortie en Téflon. Ces dernières risquent d’endommager les caméras, si l’intensité du laser est trop forte et limitent la qualité de la mesure dans la région pariétale. Afin de réduire leur intensité, une couche de peinture à base de Rhodamine FP R6G (Dantec) a été déposée sur la paroi (figure 2.16a) et sur la plaque en Téflon. L’utilisation d’un aérogel permet de garantir un état de surface lisse. Lorsque la nappe laser impacte la Rhodamine, la lumière verte est absorbée (pic absorption à  $540 \text{ nm}$ ) et réémise avec une longueur d’onde supérieure  $625 \text{ nm}$  (orange). Un filtre ne laissant passer que la longueur d’onde du laser a été placé sur chacune des caméras, éliminant *de facto* la lumière réémise par la peinture.

Malgré ce traitement, un éclairage important est encore observé au niveau de la paroi d’impact (figure 2.16b), ce qui réduit le rapport signal sur bruit. Pour pallier ce problème, nous avons soustrait à chaque image brute une image prise sans ensemencement. La disparition de la réflexion

1. En S-PIV, une image PIV est composée d’un doublet d’images pour chaque caméra, soit 4 images. Chaque image S-PIV fait 32 Mo. Les 4 images sont déchargées des caméras vers 4 disques RAID du PC d’acquisition afin de garantir une vitesse de transfert suffisante.

$\Delta t$	Vitesse max.	
$10 \mu\text{s}$	$30 \text{ ms}^{-1}$	FO1, FO2, FO3, FO4, FO5
$100 \mu\text{s}$	$3 \text{ ms}^{-1}$	FO6, FO7
$500 \mu\text{s}$	$0,6 \text{ ms}^{-1}$	FO8, FO9

TABLE 2.4 – Pas de temps sélectionné et vitesse correspondant à un déplacement de 8 px.

est observée à la figure 2.16c.

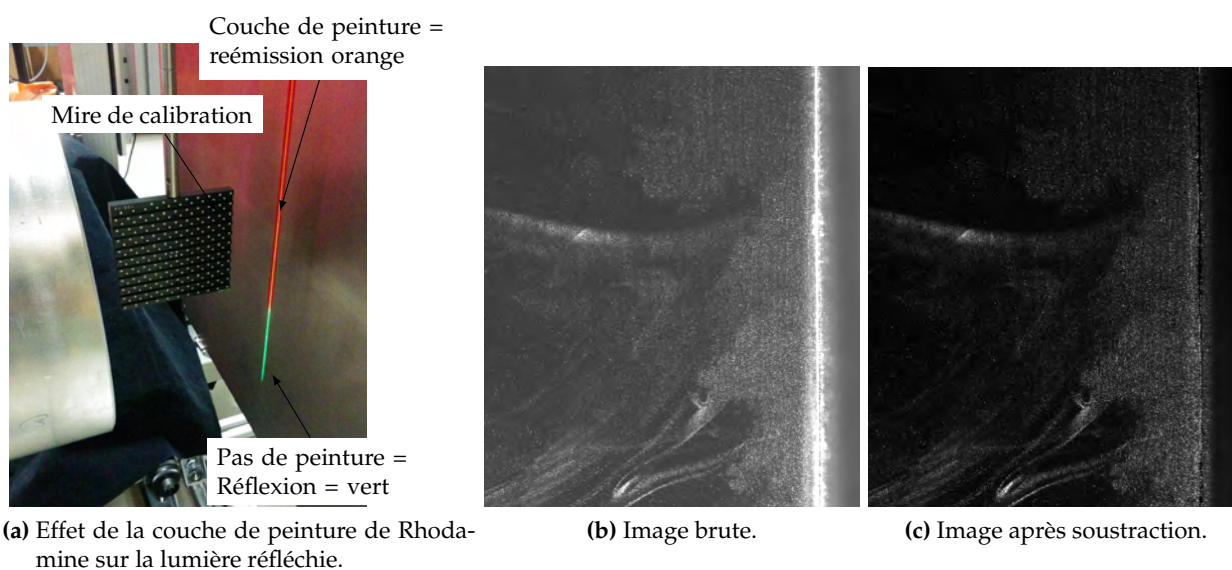


FIGURE 2.16 – Gestion des réflexions.

### 2.3.3 Configurations de mesure

**Plans longitudinaux** Vu l'arrangement des caméras, la fenêtre d'observation sur la nappe laser est un trapèze de hauteur 50 mm, de grande base 116 mm et de petite base 100 mm. La résolution selon  $e_x$  est de  $50 \mu\text{m}$  par pixel le long de la grande base et de  $42 \mu\text{m}$  par pixel le long de la petite base. Selon  $e_y$ , la résolution est de  $56 \mu\text{m}$  par pixel.

Les dimensions d'une fenêtre d'observation ne permettent pas de couvrir l'ensemble du domaine d'intérêt (le jet libre, la région d'impact et le jet pariétal). Les caméras et le laser étant fixés au banc de déplacement 3-axes, il est possible de couvrir l'ensemble du domaine à l'aide de plusieurs fenêtres d'observation. La figure 2.17 présente les 9 fenêtres d'observation (FO) retenues pour notre étude. Le tableau 2.4 fournit les pas de temps  $\Delta t$  sélectionnés pour chacune des fenêtres.

Les fenêtres FO1, FO2 et FO3 sont à cheval sur l'axe du jet. Elles permettront de vérifier la symétrie de l'écoulement (section 3.1). Les fenêtres FO3, FO4 et FO5 sont positionnées de telle façon que la plaque soit au milieu de la zone d'observation. Cette position permet de limiter la quantité de lumière réfléchiée par la paroi. Les fenêtres FO1, FO6 et FO8 sont positionnées par rapport au plan de sortie pour les mêmes raisons. Le recouvrement entre toutes les fenêtres de mesure est d'au moins 10%, ce qui permettra de vérifier le bon raccord entre fenêtres (chapitre 3.1).

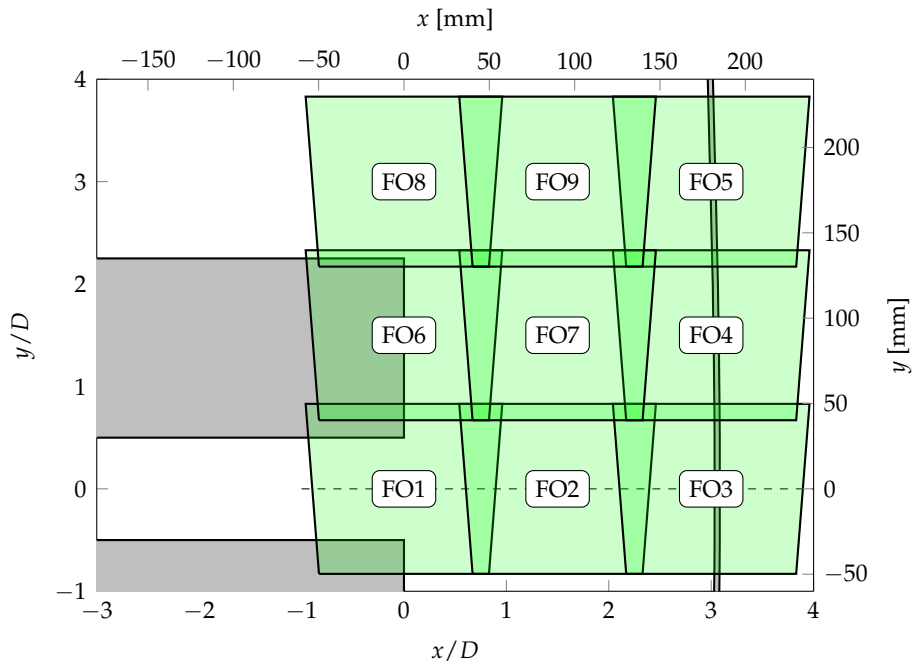


FIGURE 2.17 – Fenêtres d’observation pour la configuration ②.

**Plans transverses** La figure 2.18a montre l’arrangement pour la mesure d’un plan de coupe transverse. Les caméras sont disposées en diffusion neutre par rapport à la nappe, ce qui réduit la quantité de lumière diffusée sur le capteur par les particules. Afin d’optimiser la taille de la fenêtre d’observation et de gérer l’encombrement optique dû au capot extérieur, on utilise des objectifs AF Nikkor 28 mm  $f/2,8D$  permettant de rapprocher les caméras de la nappe. Dans la mesure où la vitesse principale est dans la direction normale au plan de mesure, le temps inter-pulse est déterminé de telle manière qu’une particule ne puisse quitter l’épaisseur de la nappe, soit  $\Delta t = 20 \mu s$ . La fenêtre d’observation est représentée à la figure 2.18b.

### 2.3.4 Traitement des images

**Pré-traitement** Plusieurs opérations de pré-traitement sont appliquées aux images brutes :

- ▷ Pour les fenêtres d’observation contenant une paroi (FO1, FO3, FO4, FO5, FO6 et FO8), un masque est appliqué aux images afin de ne conserver que la région correspondant à l’écoulement.
- ▷ Pour ces mêmes fenêtres, on soustrait une image prise sans ensemencement pour atténuer les effets de la réflexion de la nappe laser (figure 2.16)
- ▷ Un processus de normalisation locale de l’intensité est appliqué. Cette normalisation est requise par l’algorithme de calcul des vitesses que nous avons sélectionné (voir plus bas).

**Calcul des vitesses** Pour chaque instantané, un *algorithme de corrélation d’image* est appliqué aux images afin de déterminer le champ de vitesse associé. L’algorithme doit fournir le déplacement  $\mathbf{d}$  correspondant à une fenêtre d’interrogation (FI) dont la taille est fournie par l’utilisateur.

Les méthodes classiques (dont celle utilisée par Davis 8.2) reposent généralement sur un découpage régulier de la fenêtre d’observation où chaque maille correspond à une fenêtre d’interrogation de taille  $\Delta_{FI}$ . La corrélation entre les FI aux deux instants considérés est réalisée dans le domaine fréquentiel à l’aide d’un algorithme FFT (« Fast Fourier Transform »). Le déplacement cor-

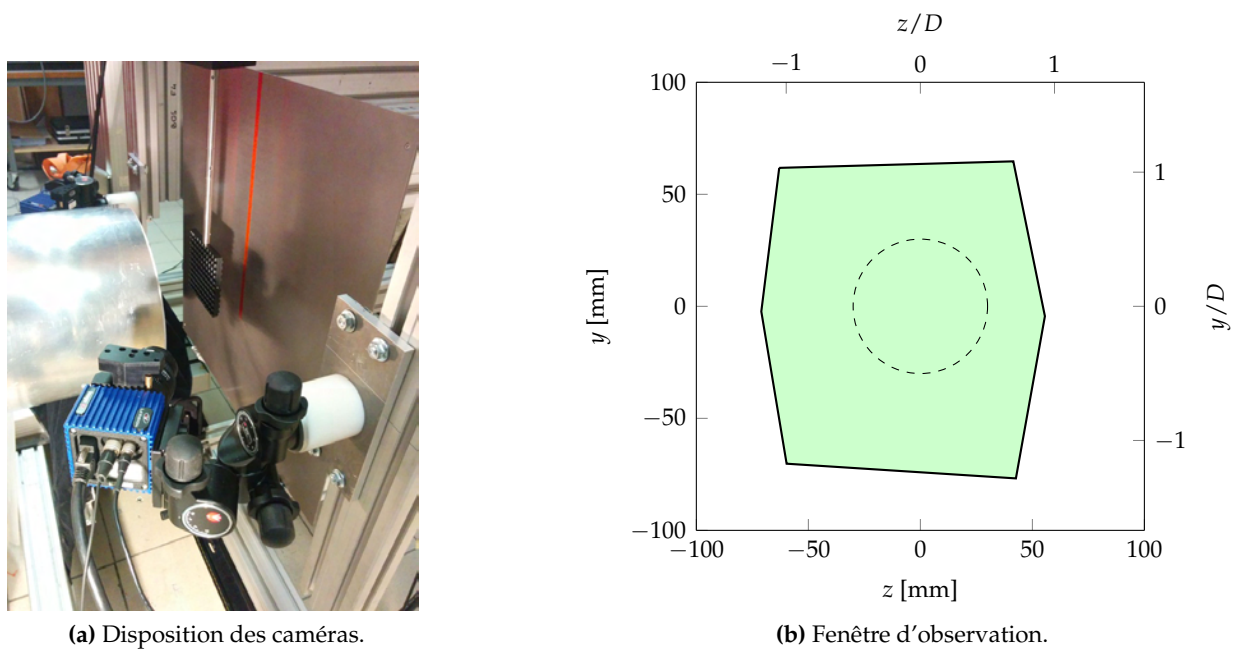


FIGURE 2.18 – Configuration ②.

respond au pic de corrélation maximal. Les grands déplacements sont gérés par l'application de passes successives pour des tailles de fenêtres  $\Delta_{FI}$  décroissantes et par la déformation du maillage afin de « suivre » les particules.

Pour notre étude, nous avons sélectionné un algorithme de flot optique, implanté dans le logiciel FOLKI, développé par l'Onera (Champagnat et al. 2011). Le principe est le suivant : autour de chaque pixel, on définit une FI de taille  $\Delta_{FI}$ . Le déplacement associé à ce pixel correspond au minimum d'un critère objectif exprimant la superposition des fenêtres aux deux instants (somme des différences aux carrés), selon la méthode de Lucas-Kanade. La minimisation est réalisée à l'aide d'un algorithme de descente de Gauss-Newton. Afin de gérer la possibilité de grands déplacements, l'algorithme fonctionne sur la base d'une pyramide multi-résolution : le passage vers un étage supérieur étant obtenu par remplacement d'un carré de quatre pixels par un pixel de niveau de gris moyen, ce qui divise les déplacements par deux dans chaque direction, et permet d'obtenir des valeurs de déplacement à l'étage le plus élevé de la pyramide tels que les itérations de Gauss-Newton puissent converger en prenant un déplacement nul comme initialisation.

Cet algorithme a été codé sur carte GPU et permet un traitement très rapide par rapport aux stratégies de corrélation basées sur la FFT. L'avantage de cet algorithme réside également dans le fait de fournir un champ de vitesse dense (en chaque pixel), alors que les méthodes classiques ne fournissent qu'un vecteur par maille du découpage.

FOLKI se distingue également par la façon de déterminer la troisième composante. Dans les approches classiques, on détermine séparément les déplacements des deux caméras et on reconstruit le vecteur complet à la fin (approche en deux étapes). FOLKI utilise une approche à étape unique, consistant à minimiser le critère de Lucas-Kanade pour les déplacements vus par les deux caméras en même temps. Leclaire et al. (2012) ont montré que cette approche est au moins aussi précise que l'approche classique à deux étapes.

Le tableau 2.5 fournit les paramètres retenus dans notre étude. Plusieurs tailles de fenêtres ont été testées. Les autres paramètres sont ceux généralement pris par défaut pour la méthode et constituent le meilleur compromis précision-coût.

Taille de fenêtre et résolution	11 px × 11 px	0,55 mm × 0,62 mm
	15 px × 15 px	0,75 mm × 0,84 mm
	21 px × 21 px	1,05 mm × 1,18 mm
	31 px × 31 px	1,55 mm × 1,74 mm
Nombre d'étages de la pyramide	3	
Nombre d'itération de Gauss-Newton	5	
Interpolation sous-pixel	B-Spline	

TABLE 2.5 – Paramètres utilisés pour le post-traitement des images à l'aide du logiciel FOLKI.

**Self-calibration** FOLKI dispose d'un utilitaire de self-calibration permettant de corriger un éventuel désalignement de la nappe laser avec la mire de calibration. Un désalignement se traduit par un mouvement d'ensemble de l'image reconstruite de la première caméra par rapport à la seconde. En déterminant le déplacement global entre les deux images à l'aide de l'algorithme de corrélation d'image, il est possible de déterminer l'erreur d'alignement et de corriger la calibration en conséquence. Dans notre étude, la self-calibration a permis de corriger un désalignement de  $0,5^\circ$  par rapport aux axes  $\mathbf{e}_x$  et  $\mathbf{e}_y$ . L'effet de cette correction sur les champs moyens et fluctuants de vitesse s'est révélé très faible, illustrant le caractère modéré du désalignement.

**Choix de la taille de fenêtre** La taille de la fenêtre d'interrogation est le paramètre le plus important pour le calcul du champ de vitesse. Son choix résulte d'un compromis entre la précision et la résolution de la mesure :

- ▷ Précision : la fenêtre d'interrogation doit être suffisamment grande pour contenir assez de particules et permettre une corrélation précise. FOLKI fournit un indicateur de la qualité de la corrélation appelé *score*, entre 0 et 1. Il s'agit du coefficient de corrélation entre deux fenêtres d'interrogation correspondant au déplacement calculé. Les vecteurs déplacements pour lesquels le score est inférieur à 0,1 ne sont pas retenus dans le calcul des statistiques.
- ▷ Résolution : le vecteur vitesse associé à une FI peut être vu comme la vitesse moyenne sur la fenêtre. Une taille de fenêtre trop grande aura donc tendance à lisser les champs de vitesse calculés, réduisant ainsi la taille de la plus petite structure turbulente détectable.

La figure 2.19 illustre l'effet de la taille de la fenêtre sur le calcul d'un champ de vitesse instantané. L'effet de filtrage est très visible pour la plus grande des fenêtres (31 px × 31 px). Pour la plus petite fenêtre (11 px × 11 px), l'algorithme de corrélation d'image n'est pas capable de déterminer le vecteur vitesse pour certains pixels (pixels blancs à la figure 2.19). Dans ce cas, le nombre de particules par fenêtre d'interrogation est trop faible pour corrélérer de façon précise et le score est inférieur à 0,1.

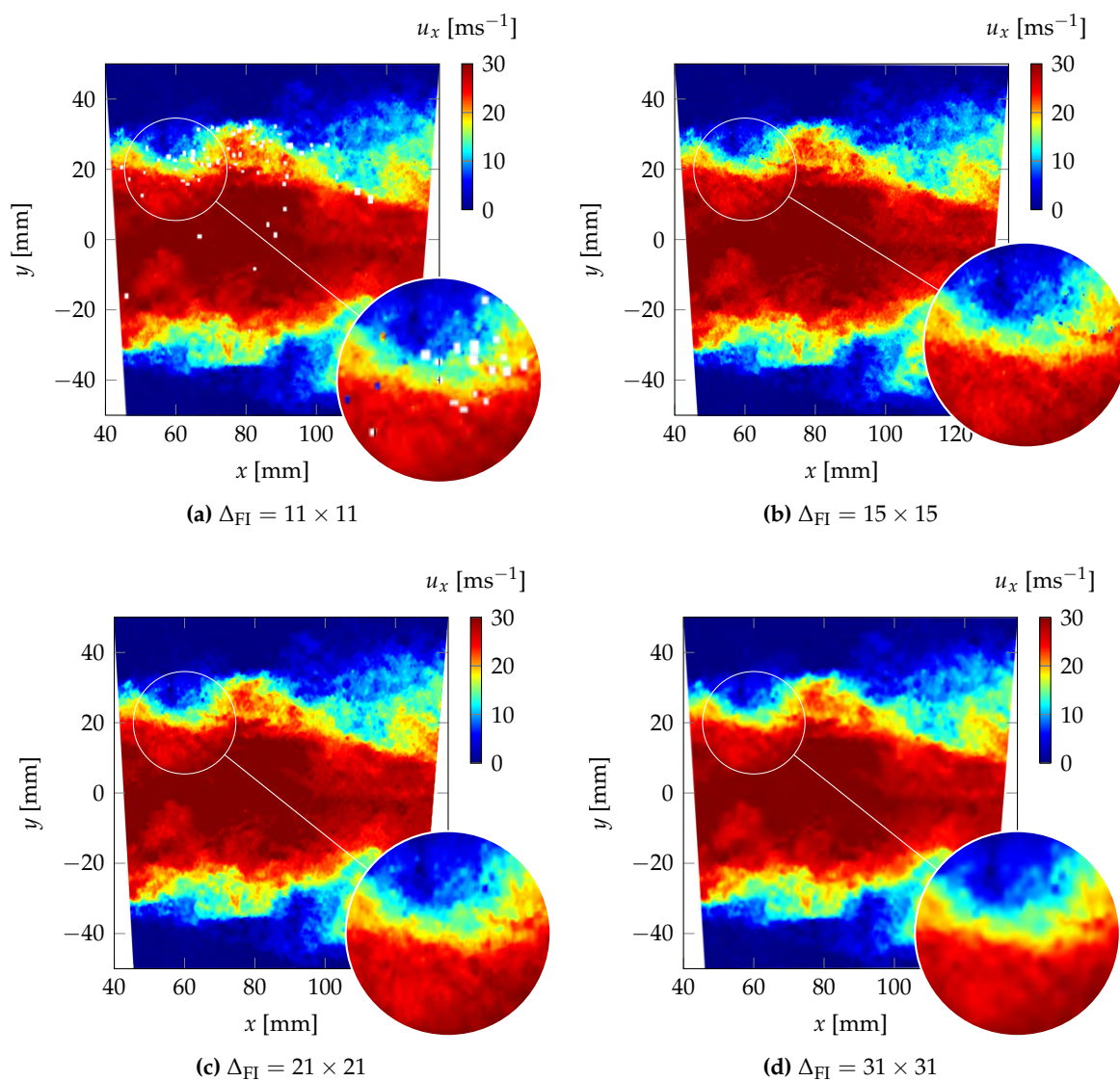


FIGURE 2.19 – Influence de la taille de fenêtre  $\Delta_{FI}$  sur le calcul d'un champ instantané de vitesse (FO2) sur un champ instantané de la vitesse axiale  $u_x$ . Les pixels blancs correspondent aux scores inférieurs à 0,1.

La métrologie mise en place dans notre étude présente l'avantage d'accéder aux champs moyens  $\langle u_x \rangle, \langle u_r \rangle$  et fluctuants  $u_x^{\text{RMS}}, u_r^{\text{RMS}}$  et  $\langle u'_x u'_r \rangle$ . Dans la mesure où la méthode LDV ne nécessite pas l'introduction d'un paramètre utilisateur pour le calcul de la vitesse, nous évaluons l'influence du choix de  $\Delta_{\text{FI}}$  par la comparaison avec les mesures LDV. La figure 2.20 compare des profils en

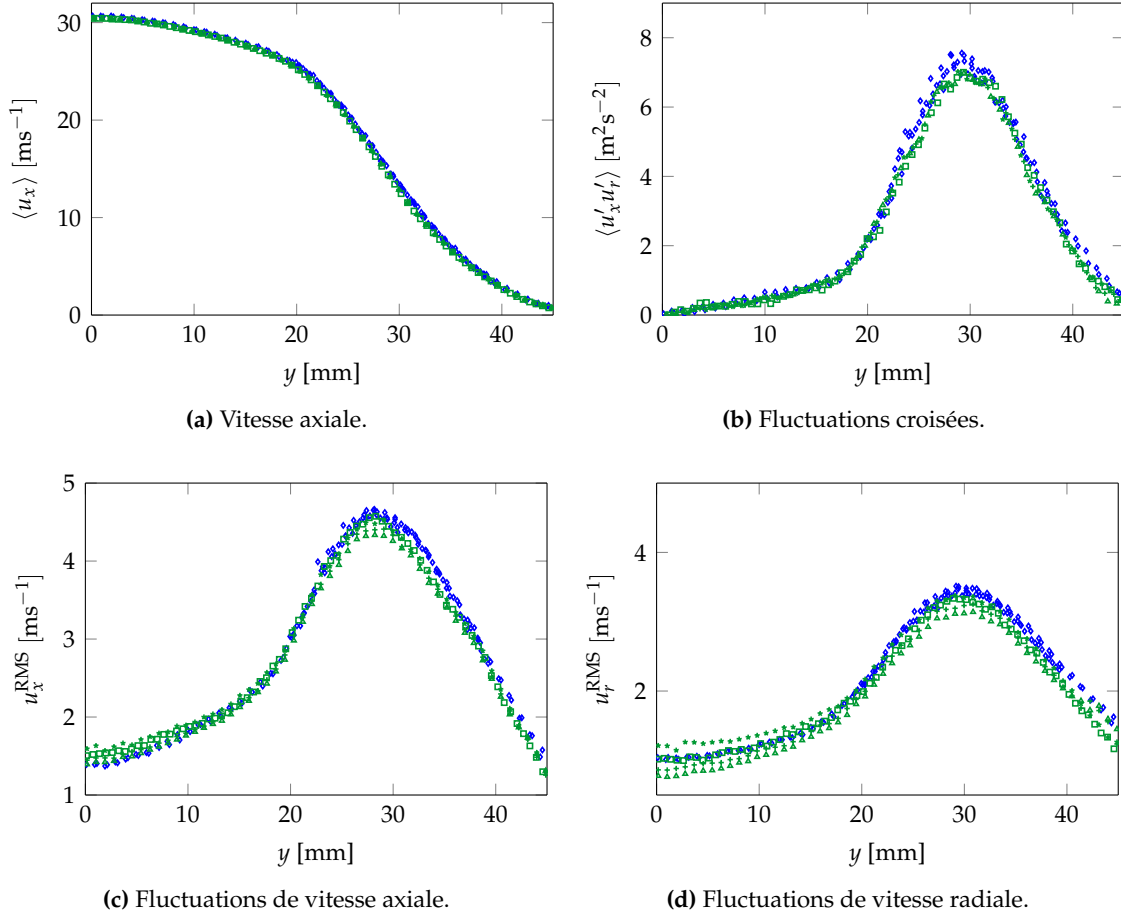


FIGURE 2.20 – Influence de la taille de fenêtre  $\Delta_{\text{FI}}$  sur les champs moyens et fluctuants S-PIV par rapport aux mesures LDV. Profils radiaux à  $x = 90$  mm dans le jet libre (FO2). (\*)  $\Delta_{\text{FI}} = 11$ . (◻)  $\Delta_{\text{FI}} = 15$ . (+)  $\Delta_{\text{FI}} = 21$ . (▲)  $\Delta_{\text{FI}} = 31$ .

$x = 90$  mm des champs statistiques S-PIV obtenus pour différentes tailles de fenêtres (tableau 2.5) avec le profil statistique LDV correspondant. On constate tout d'abord à la figure 2.20a que la taille de fenêtre n'influence pas le profil de vitesse moyenne  $\langle u_x \rangle$  et que celui-ci est confondu avec le profil LDV correspondant. Les différences les plus marquées apparaissent dans la couche de mélange (autour de  $y = 30$  mm) et au centre du jet pour les fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  (figure 2.20c) et radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 2.20d). Pour la plus grande taille de fenêtre testée, on observe une sous-estimation d'environ 10% de  $u_r^{\text{RMS}}$  dans la couche de mélange et au cœur du jet par rapport à la LDV. La sous-estimation apparaît également dans la couche de mélange pour  $u_x^{\text{RMS}}$ . Ces écarts avec la LDV peuvent être expliqués par l'effet de filtre joué par la fenêtre d'interrogation et qui provoque un lissage du champ de vitesse instantané. Pour une taille de fenêtre plus petite (21 px  $\times$  21 px et 15 px  $\times$  15 px), les niveaux de fluctuations se rapprochent des mesures LDV. Pour la fenêtre la plus petite 11 px  $\times$  11 px, on observe une surestimation des fluctuations de vitesse radiale dans le cœur du jet (figure 2.20d). Cette surestimation, non physique, correspond certainement à du bruit de mesure lié à la taille réduite de la fenêtre et à l'imprécision de la corrélation.

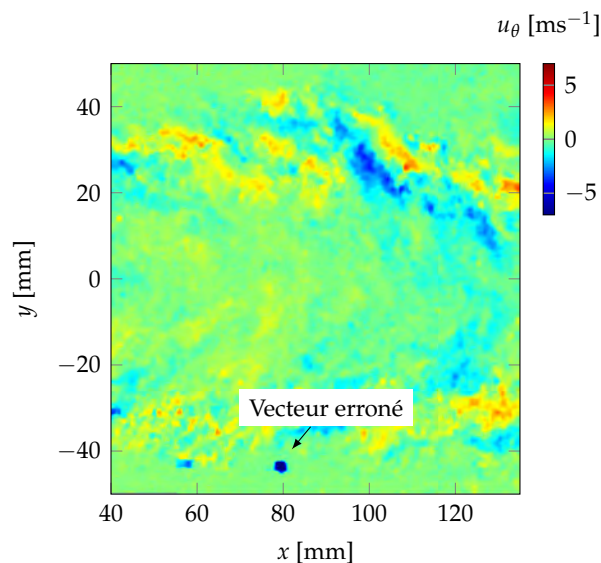


FIGURE 2.21 – Détection d'un vecteur erroné sur le champ instantané de vitesse azimutale de la fenêtre FO2.

L'influence de la taille de la fenêtre apparaît plus importante sur les fluctuations de la composante radiale de la vitesse. Cette différence pourrait s'expliquer par la résolution spatiale plus faible selon la direction  $\mathbf{e}_y$  (tableau 2.5). Enfin, la figure 2.20b montre que la taille de la fenêtre influence peu les fluctuations croisées.

Les mêmes tendances ont été observées pour d'autres profils dans le jet et dans la couche pariétale. La taille de fenêtre fournissant les résultats les plus proches des mesures LDV est  $15 \text{ px} \times 15 \text{ px}$ . Cette taille de fenêtre a donc été choisie pour le traitement des fenêtres FO1 à FO5. Pour les autres fenêtres, la qualité de l'ensemencement et les tailles de structures observées, nous ont conduit à sélectionner une taille de fenêtre plus élevée de  $31 \text{ px} \times 31 \text{ px}$ .

**Élimination des *spurious vectors*** Nous avons mentionné plus haut la présence de bouffées de zones très concentrées en ensemencement. Ces bouffées sont localisées dans la région externe aux couches de mélange. La figure 2.21 présente un instantané du champ de vitesse azimutale  $u_\theta$  calculé par FOLKI à partir de l'image présentée à la figure 2.15. On observe que le champ de vitesse calculé présente des vecteurs vitesses erronés (« *spurious vectors* ») dans la région de la bouffée, même si le score associé est satisfaisant (non représenté).

Si aucun traitement n'est appliqué, les champs statistiques fluctuants obtenus à partir des  $N_e = 2000$  champs instantanés bruts présentent des surestimations de fluctuations non-physiques dans des régions de l'écoulement où elles devraient pourtant être faibles. La figure 2.22a illustre cette situation pour le champ des fluctuations de la vitesse azimutales  $u_\theta^{\text{RMS}}$  pour une fenêtre d'observation dans le jet libre (FO2), avec une surestimation des fluctuations dans la région externe aux couches de mélange du jet (en haut et en bas, à gauche).

Afin de remédier à cette situation, nous éliminons de la série d'images conservées pour l'évaluation des statistiques toutes celles présentant au moins un vecteur dont l'intensité s'écarte de plus de  $n$  écart-type de la moyenne (figure 2.23). Ce processus est appliqué en passes successives de manière à actualiser la valeur de l'écart-type, défini comme critère de l'élimination. La figure 2.22b montre le champ de fluctuation de la vitesse azimutale  $u_\theta^{\text{RMS}}$  après l'application du traitement. On constate que les zones de surestimation ont été supprimées sans altérer le reste du champ. L'application de deux passes s'est révélée suffisante pour corriger l'effet des bouffées



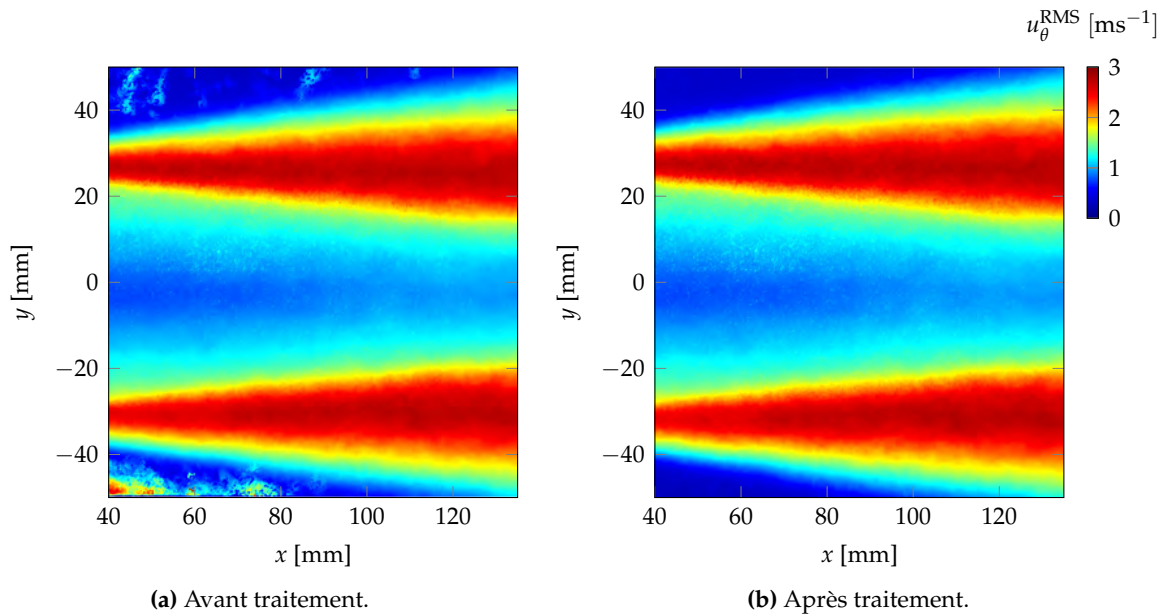


FIGURE 2.22 – Effet du traitement sur le champ de fluctuation de la vitesse azimutale  $u_{\theta}^{\text{RMS}}$ .

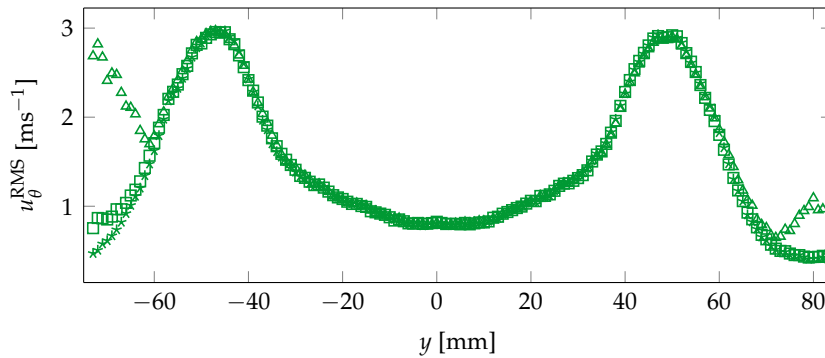


FIGURE 2.23 – Effet du traitement en plusieurs passes sur le profil radial de la fluctuation de la vitesse azimutale en  $x = 50$  mm issu d'une coupe dans la fenêtre FO2. ( $\Delta$ ) Avant traitement. ( $\square$ ) Première passe avec  $n = 8$ . ( $*$ ) Deuxième passe avec  $n = 30$ .

(figure 2.23). Ce processus conduit à l'élimination d'environ 500 instantanés par fenêtre d'observation, ce qui en laisse encore  $N_e \simeq 1500$  pour le calcul des statistiques. Ce traitement a été appliqué sur toutes les fenêtres d'observation, pour chacune des grandeurs  $u_x$ ,  $u_r$  et  $u_{\theta}$ .

**Convergence des statistiques** Afin de vérifier que le nombre d'échantillons conservés pour le calcul des statistiques est suffisant, nous avons utilisé une méthode de type *bootstrap* (BCA d'Efron (1981)). Cette dernière consiste à répéter 10 000 fois le calcul d'un estimateur sur une série d'échantillons issus d'un tirage aléatoire avec remise sur l'ensemble des  $N_e$  échantillons disponibles. Cette méthode a été retenue car elle fournit un intervalle de confiance à la fois sur les moyennes et sur les écart-types (fluctuations). La figure 2.24 présente, à l'aide de zones grisées, les intervalles de confiance à 96% pour la vitesse moyenne (axiale et radiale), les fluctuations de vitesse (axiale et radiale) et le moment croisé  $\langle u'_x u'_r \rangle$ , le long d'une coupe selon l'axe  $x$  à la position radiale  $r = 90$  mm. Cette région a été sélectionnée car elle présente les niveaux de fluctuations les plus élevés de l'écoulement. On constate que le champ moyen est parfaitement convergé (figure 2.24a), avec un

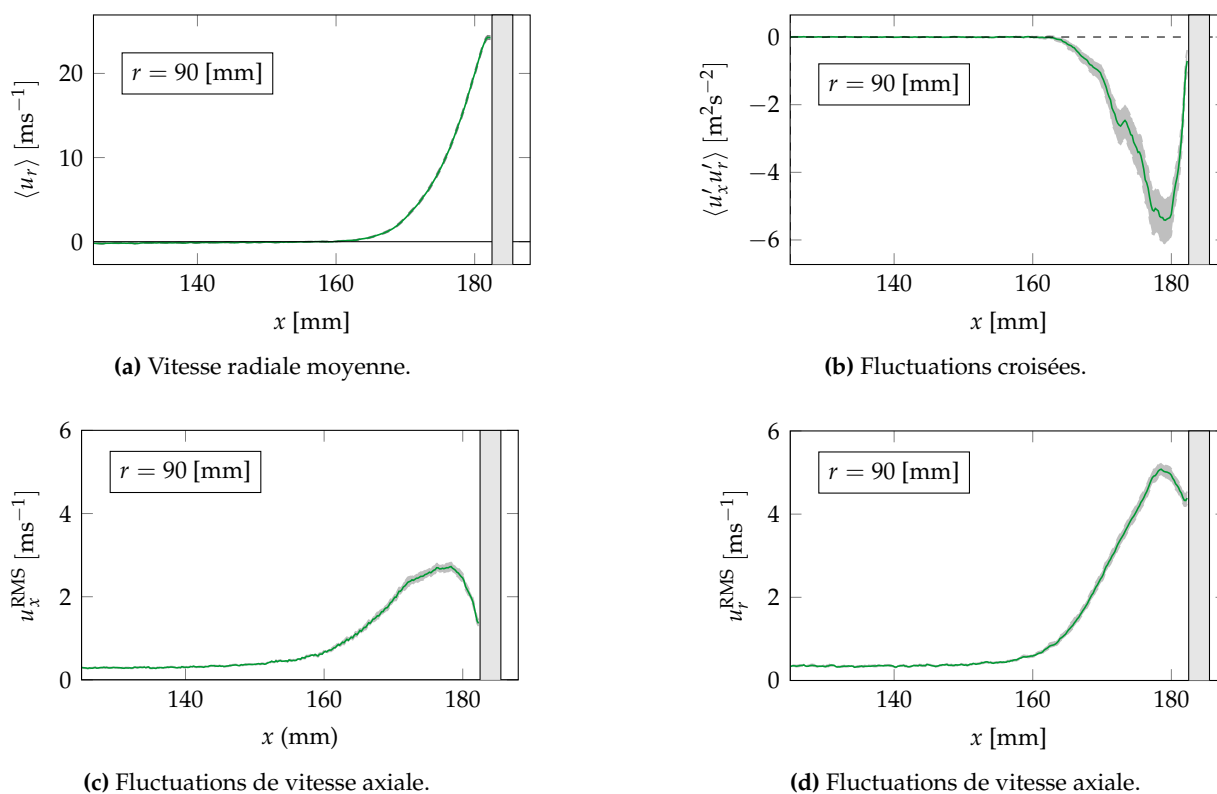


FIGURE 2.24 – Intervalles de confiance (zones grisées) pour les grandeurs moyennes et fluctuantes par la méthode du bootstrap. Profils dans la couche pariétale à  $r = 90$  mm.

intervalle de confiance confondu avec la courbe moyenne. L'incertitude statistique sur les fluctuations  $u_x^{\text{RMS}}$  et  $u_r^{\text{RMS}}$  est de 3% par rapport à la valeur RMS dans les régions les plus turbulentes (figures 2.24c et 2.24d). Le cisaillement turbulent  $\langle u'_x u'_r \rangle$  présente une incertitude maximale de 11% par rapport à la valeur RMS.

### 2.3.5 Algorithme de détection de structures

Les mesures S-PIV fournissent 2 000 champs de vitesse instantanés pour chacune des 9 fenêtres d'observation considérées. Au chapitre 3, nous utiliserons ces champs pour caractériser la topologie de l'écoulement. Un certain nombre de critères a été proposé pour aider à la caractérisation des écoulements. Cette section vise à rappeler les critères couramment utilisés avec leurs avantages et inconvénients. On présentera plus en détail l'algorithme de [Debien et al. \(2016\)](#), sélectionné pour l'analyse topologique dans notre étude. On justifiera ce choix par l'application des critères présentés sur un instantané représentatif de l'écoulement.

#### 2.3.5.1 Présentation des méthodes

La diversité des critères tire son origine de l'ambiguïté de la définition d'une structure tourbillonnaire. On distingue deux grandes classes de méthodes : les *méthodes locales* et *non-locales*.

**Méthodes locales** Les méthodes locales sont basées sur le champ local de vitesse  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ . On retrouve dans cette catégorie :

- ▷ La *vorticité*  $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$ , correspondant au rotationnel du champ de vitesse. Le problème de cette grandeur est qu'elle ne permet pas de distinguer les tourbillons lorsque le cisaillement est important, comme c'est le cas dans une couche limite où un écoulement de jet.
- ▷ Les critères basés sur les invariants du tenseur gradient de vitesse  $\nabla \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  comme
  - ▷ le *critère*  $Q$  (Hunt et al. 1988) qui représente la balance locale entre la norme du taux de déformation  $\|\mathbf{S}\| = \left\| \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^t) \right\|$  et celle de la vorticité  $\|\Omega\| = \left\| \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}^t) \right\|$ .

$$Q = \frac{1}{2} \left( \|\Omega\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2 \right) \quad (2.15)$$

Une structure turbulente est définie comme les régions de l'écoulement où  $Q > 0$  *i.e.* les régions pour lesquelles la norme du tenseur de vorticité domine celle du taux de déformation.

- ▷ le *critère*  $\lambda_2$  (Jeong et Hussain 1995), qui correspond à la seconde valeur propre du tenseur  $\mathbf{S}^2 + \Omega^2$ . Une structure turbulente est associée à  $\lambda_2 < 0$ . Ce critère correspond au minimum de pression<sup>2</sup>  $p$  mais en évitant les effets liés à l'instationnarité de l'écoulement et à la viscosité.
- ▷ le critère  $\Delta$  (Kolář 2007), qui définit les régions de l'écoulement caractérisées par des lignes de courant en spirale ou fermées par :

$$\Delta = \left( \frac{Q}{3} \right)^3 + \left( \frac{1}{2} \det(\nabla \mathbf{u}) \right)^3 > 0 \quad (2.16)$$

Ces critères présentent l'avantage d'être *invariants Galiléennement* *i.e.* ils ne sont pas impactés par une translation du repère. De par leur définition locale et l'utilisation d'un gradient, l'efficacité de ces critères peut cependant être mise en défaut sur des champs expérimentaux bruités, tels que ceux obtenus par PIV. De plus, l'identification des structures dépend du choix d'un niveau (« iso-contour ») laissé à l'utilisateur et qui nécessite une connaissance *a priori* de l'écoulement.

**Méthodes non-locales** Les méthodes non-locales sont généralement basées sur l'analyse de l'allure caractéristique du champ de vitesse au voisinage d'une structure tourbillonnaire. Parmi ces méthodes, nous avons sélectionné deux stratégies que nous présentons ci-dessous.

**Critère  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$**  Ce critère, dû à Graftieaux et al. (2001), est basé sur l'orientation des lignes de courant au voisinage d'un cœur de tourbillon. La fonction  $\Gamma_1$  est définie en chaque point  $P(x, y)$  de la fenêtre d'observation par :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{\mathcal{S}} \int_{M \in \mathcal{S}} \frac{\left[ \overrightarrow{PM} \times \mathbf{u}_M \right] \cdot \mathbf{e}_z}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\mathbf{u}_M\|} d\mathcal{S} = \frac{1}{\mathcal{S}} \int_{M \in \mathcal{S}} \sin \Theta_M d\mathcal{S} \quad (2.17)$$

avec  $\mathcal{S}$  une surface 2D autour du point  $P$ ,  $M$  un point compris dans cette surface et  $\mathbf{e}_z$  le vecteur unitaire perpendiculaire au plan de mesure.  $\Theta_M$  représente l'angle entre le vecteur vitesse  $\mathbf{u}_M$  au point  $M$  et le vecteur rayon  $\overrightarrow{PM}$ . La fonction  $\Gamma_1$  est comprise entre  $-1$  et  $+1$ . Elle permet de mettre en évidence les régions de l'écoulement dans lesquelles les vecteurs vitesse « tournent » autour d'un point. Le centre d'un tourbillon est caractérisé par une valeur de  $|\Gamma_1|$  proche de 1, le

2. Dans un écoulement 2D, stationnaire et non visqueux, le centre d'un tourbillon est caractérisé par un minimum de pression statique.

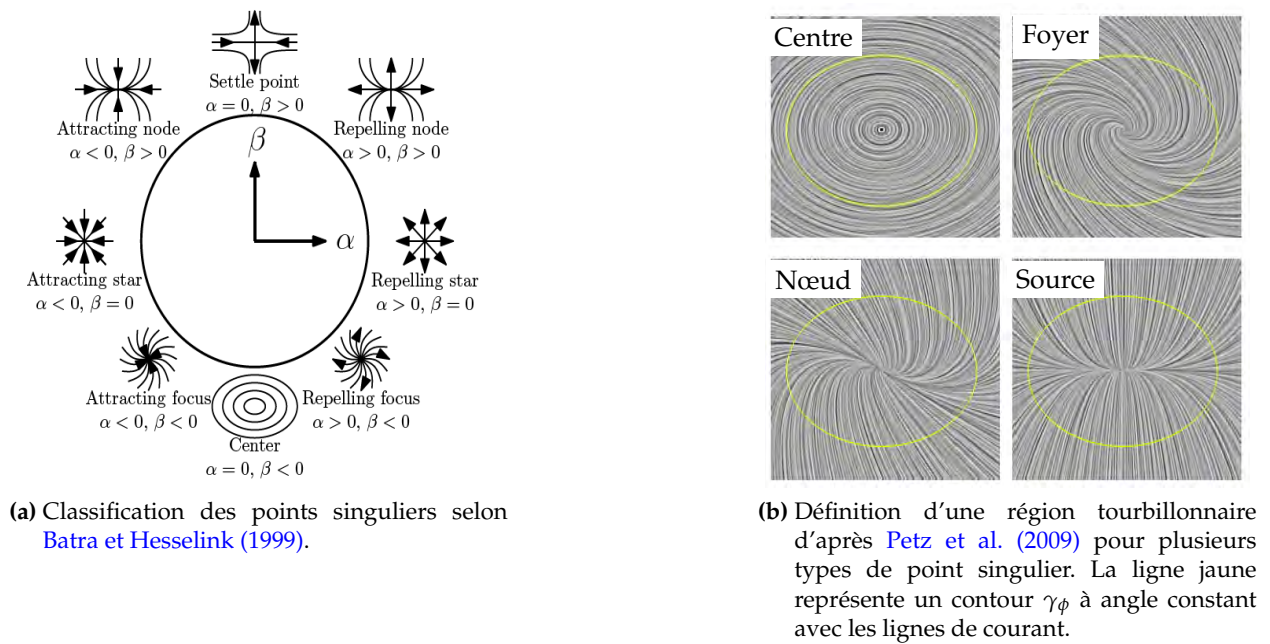


FIGURE 2.25 – Points singuliers et lignes de courant.

signe de  $\Gamma_1$  indiquant le sens de rotation. Cette méthode ne présente pas la propriété d'invariance Galiléenne. Les auteurs ont ainsi proposé une seconde fonction  $\Gamma_2$  afin de tenir compte de la vitesse de convection du tourbillon  $\bar{\mathbf{u}}_P = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \mathbf{u}_M dS$  :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[\overrightarrow{PM} \times (\mathbf{u}_M - \bar{\mathbf{u}}_P)] \cdot \mathbf{e}_z}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\mathbf{u}_M - \bar{\mathbf{u}}_P\|} dS$$

Le cœur d'une structure tourbillonnaire est alors défini par la région dans laquelle  $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$ , associé aux zones où la rotation domine par rapport au cisaillement. Ce critère est donc capable de fournir le centre et la taille d'un tourbillon.

Le calcul de  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  nécessite de fournir comme paramètre la surface  $S$  construite autour de  $P$ . Dans la mesure où ces fonctions constituent une moyenne de l'angle  $\Theta_M$  sur la surface sélectionnée, la taille de cette dernière joue un rôle de filtre. Le choix de  $S$  requiert donc une connaissance *a priori* de la taille des tourbillons que l'on veut mettre en évidence.

**Méthode des contours fermés** Cette méthode, introduite par Petz et al. (2009), est basée sur les lignes de courant et la notion de *point singulier*. Les points singuliers correspondent aux points de l'écoulement où la vitesse est nulle  $\mathbf{u} = 0$  et où la direction des lignes de courant est inconnue. Les points singuliers sont classifiés sur la base des valeurs propres de la matrice Jacobienne  $\nabla \mathbf{u}$  :

$$\alpha = \text{tr}(\nabla \mathbf{u}) \quad (2.18)$$

$$\beta = \text{tr}(\nabla \mathbf{u}^2) - 4\det(\nabla \mathbf{u}) \quad (2.19)$$

Les différents types sont illustrés à la figure 2.25a.

Le principe de la méthode de Petz et al. (2009) est d'associer aux régions tourbillonnaires (« vortex regions ») des courbes fermées  $\gamma_\phi$  qui présentent un angle constant  $\phi$  par rapport aux lignes de courant (figure 2.25b). La frontière d'une région tourbillonnaire correspond alors à la courbe

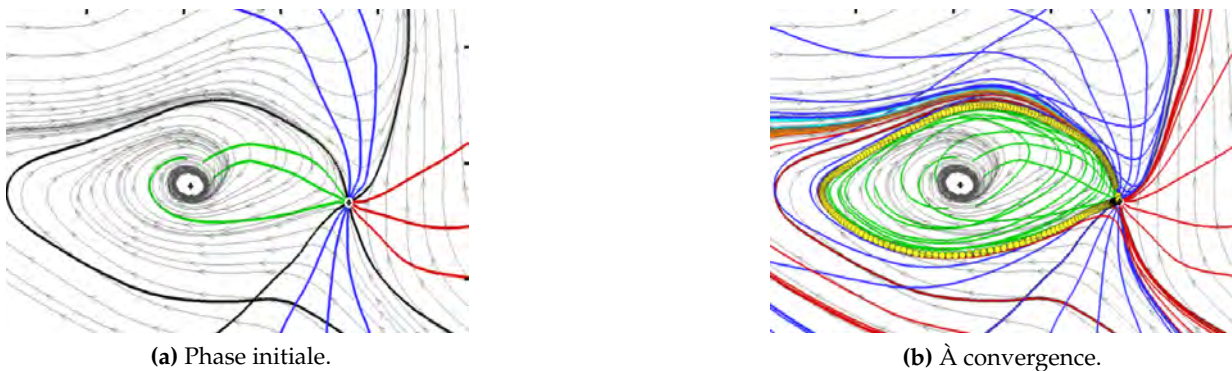


FIGURE 2.26 – Illustration de l'algorithme de recherche des contours fermés (d'après [Debien et al. \(2016\)](#)).

fermée qui démarre et termine en un point singulier de type *point selle*. Dans la mesure où cette méthode repose uniquement sur les lignes de courant, elle ne présente pas la propriété d'invariance Galiléenne.

De manière générale, une région tourbillonnaire peut être associée à un foyer ou un nœud (figure 2.25b). Lorsqu'il s'agit de mettre en évidence des structures de type tourbillon, correspondant à la rotation de fluide autour d'un point, seules les régions tourbillonnaires associées à un foyer seront pertinentes. Rappelons que pour un écoulement à divergence nulle (2D et incompressible), les lignes de courant forment des contours fermés autour d'un tourbillon, associé à un point singulier de type centre. Dans notre cas, l'écoulement est 3D avec des vitesses normales au plan de mesure S-PIV non-nulles, d'où la nécessité de prendre en compte les régions associées aux foyers.

Pour notre étude, nous utilisons l'algorithme de [Debien et al. \(2016\)](#). Les différentes étapes de la méthode, illustrées à la figure 2.26, sont les suivantes :

1. Calcul des points singuliers : foyers (attractif/répulsif), nœuds (attractif/répulsif) et points selles à partir du champ de vitesse  $\mathbf{u}$  (croix noires à la figure 2.26a).
2. Pour chaque point selle détecté, on détermine la (les) région(s) tourbillonnaire(s) associée(s). Ce processus se déroule en plusieurs étapes :
  - (a) On détermine les directions principales associées au point de selle, délimitant 4 secteurs angulaires (lignes noires à la figure 2.26a).
  - (b) Pour chaque secteur, un ensemble de  $n_{\text{init}}$  courbes  $\gamma_\phi$  avec différents angles  $\phi$  par rapport aux lignes de courant est généré (4 courbes sur la figure 2.26a). Le tracé d'une courbe se fait par avance de proche en proche.
  - (c) Pour chaque courbe lancée  $\gamma_\phi$ , on détermine la condition finale associée : attraction par un point critique (foyer, nœud) ou sortie du domaine. L'ensemble des courbes qui présentent la même condition finale forme un premier candidat pour une région tourbillonnaire. À la figure 2.26, les lignes vertes correspondent à une attraction par un foyer, les lignes bleues correspondent à une sortie du domaine, tandis que les lignes rouges, cyan et oranges sont attirées par des points critiques ailleurs sur le domaine (non représenté).
  - (d) Une nouvelle courbe  $\gamma_\phi$  est lancée pour un angle  $\phi$  compris entre les deux angles associés à un changement de condition finale parmi les courbes de l'étape (c). Ces nouvelles courbes sont représentées à la figure 2.26b.
  - (e) Les étapes (c) et (d) forment le processus itératif. La figure 2.26 montre que les courbes vertes se rapprochent progressivement du contour fermé recherché.

- (f) Le processus s'arrête lorsque la différence angulaire entre deux courbes aux conditions finales différentes devient inférieure à  $\pi/2^{15}$ . Les cercles jaunes à la figure 2.26b représentent la frontière de la région tourbillonnaire à convergence.
3. Chaque région détectée est associée avec un point critique détecté lors de l'étape 1. Au cours du processus, certains contours fermés sans point critique en leur sein peuvent également être détectés.

### 2.3.5.2 Application sur un instantané représentatif

Afin de sélectionner le critère le plus pertinent pour réaliser notre étude topologique, nous les avons appliqués sur un instantané du champ de vitesse issu des mesures S-PIV. Cet instantané (figure 2.27a) correspond à l'écoulement représentatif observé au-dessus de la paroi d'impact pour un grand nombre d'instantanés. L'analyse des lignes de courant montre la présence d'une grande structure tourbillonnaire, correspondant à un enroulement des lignes de courant, proche de la paroi d'impact. L'interprétation physique d'une telle structure sera effectuée au chapitre 3. On observe également des structures tourbillonnaires de plus petite échelle à l'extérieur du jet pariétal.

Les figures 2.27b à 2.27f présentent l'application des critères présentés sur le champ sélectionné. Mentionnons que, pour ces traitements, nous travaillons avec des champs de vitesse obtenus pour une taille de fenêtre  $31 \text{ px} \times 31 \text{ px}$ , afin de profiter de l'effet de filtrage et ne pas conserver trop de petites structures.

L'objectif est de déterminer le critère le plus pertinent, capable de fournir de façon automatique la position du centre de la grande structure afin de l'appliquer à l'ensemble des instantanés.

**Méthodes locales : vorticité et critère  $Q$**  On observe à la figure 2.27b que le champ de vorticité azimutale  $\omega_z$  (composante normale au plan) fait apparaître de nombreuses zones de petites échelles dans laquelle la vorticité change rapidement de signe. Ce comportement doit être relié au caractère turbulent de l'écoulement dans la couche pariétale. À l'instar du champ de vorticité, les régions pour lesquelles le critère  $Q$  est positif sont également de petite échelle et localisées dans le jet pariétal. Malheureusement, ces deux méthodes locales se révèlent incapables de fournir des informations pertinentes permettant de localiser la grande structure.

**Critère  $\Gamma_1$**  Le champ de critère  $\Gamma_1$  est représenté à la figure 2.27d. La surface sélectionnée pour le calcul de l'intégrale surfacique (2.17) est un carré de  $51 \text{ px}$  de côté. On constate que les deux centres associés à la grosse structure correspondent à des maxima locaux de  $\Gamma_1$  (croix blanche), proches de la valeur  $+1$ , signe que les structures tournent dans le sens trigonométrique. La structure tourbillonnaire plus petite est également détectée. Ce critère est donc pertinent pour la détection automatique du centre des structures. Malheureusement, il ne permet pas de différencier les grandes structures des petites.

**Critère  $\Gamma_2$**  Le critère  $\Gamma_2$  est théoriquement capable de fournir une taille de structure. On rappelle que les structures correspondent aux régions  $\Gamma_2 > \frac{2}{\pi}$ , représentées à la figure 2.27e. Plusieurs petites structures sont détectées dans la couche pariétale. Cette détection est certainement liée à l'invariance Galiléenne de ce critère qui, contrairement au  $\Gamma_1$ , est capable de mettre en évidence des structures convectées dans un écoulement. Des régions à  $\Gamma_2 > \frac{2}{\pi}$  sont également détectées au sein de la grande structure mais sans couvrir l'intégralité de celle-ci. Ce critère ne semble donc pas pertinent pour la détection des grosses structures. Enfin, on constate que la taille de la petite structure est prévue de manière satisfaisante.

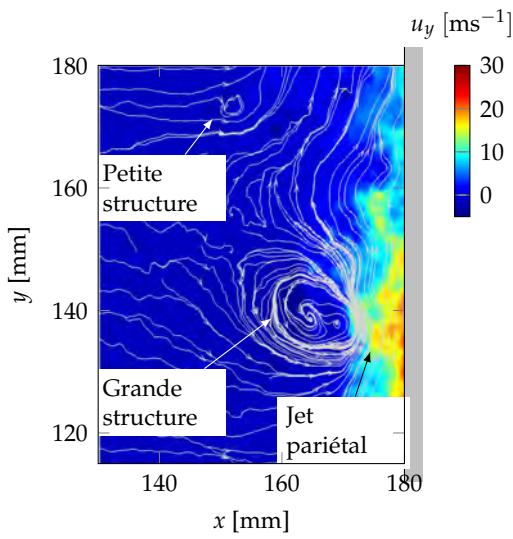
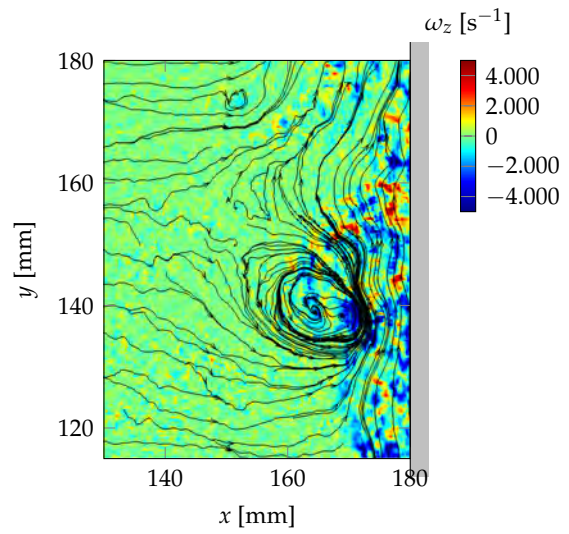
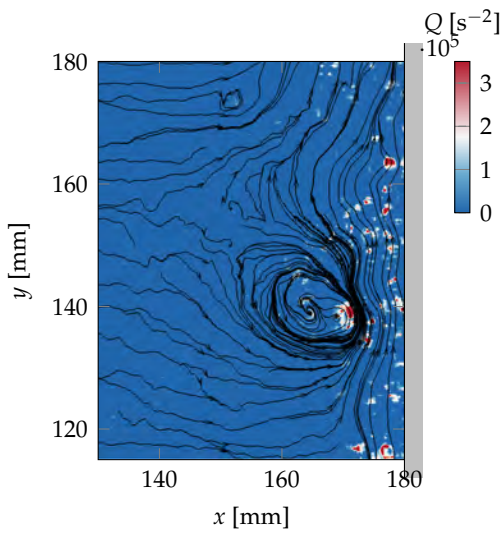
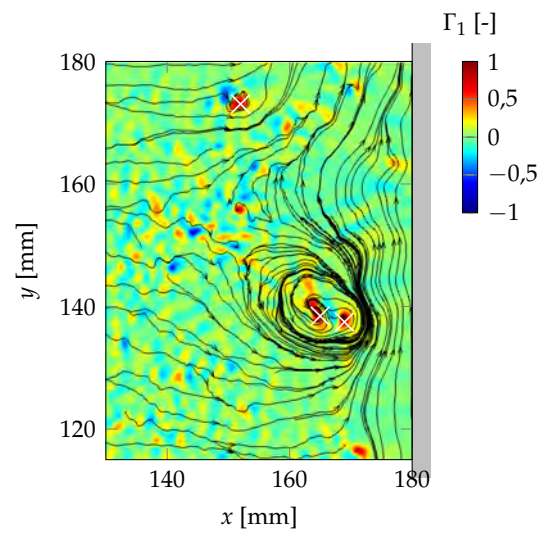
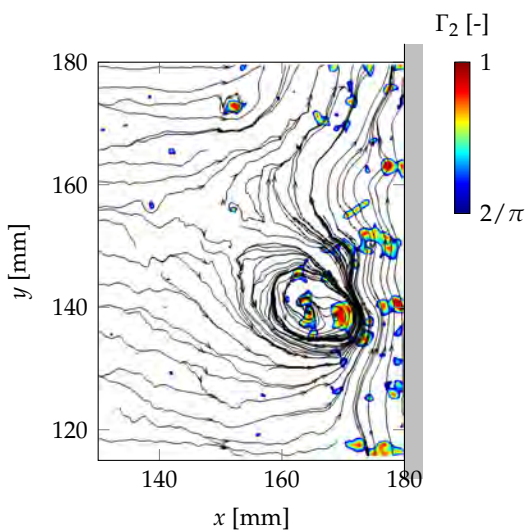
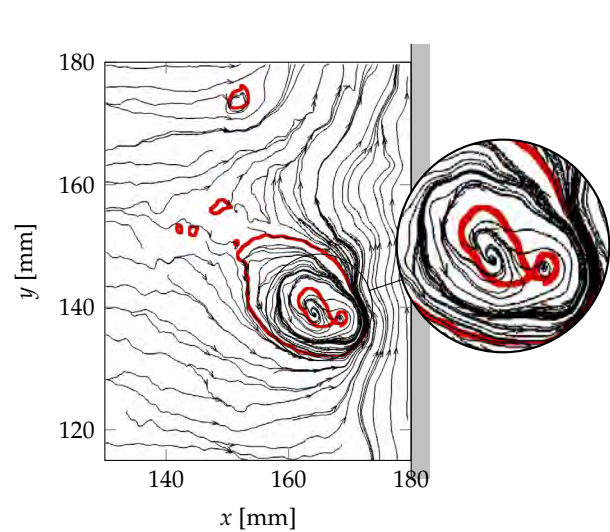
(a) Champ de vitesse radiale  $u_y$ .(b) Champ de vorticité azimutale  $\omega_z$ .(c) Champ de critère  $Q > 0$ .(d) Champ du critère  $\Gamma_1$ .(e) Champ du critère  $\Gamma_2 > \frac{2}{\pi}$ .(f) Frontières des régions tourbillonnaires de type foyer (algorithme de [Debien et al. \(2016\)](#)).

FIGURE 2.27 – Application des différents critères de détection sur un champ instantané S-PIV (FO5). Les lignes correspondent aux lignes de courant.

**Méthode du contour fermé** Les contours fermés représentant les frontières des régions tourbillonnaires détectées par l'algorithme de [Debien et al. \(2016\)](#) sont tracés en rouge à la figure 2.27f. Seules les structures associées aux points singuliers de type foyer sont conservées. La grande structure présente en fait deux foyers : un foyer répulsif et un foyer attractif correspondant à deux régions tourbillonnaires (loupe à la figure 2.27f). Ces deux régions sont elle-mêmes englobées dans une région tourbillonnaire plus grande, également détectée par l'algorithme. Ce dernier permet également d'isoler des structures de plus petite taille à l'extérieur du jet pariétal.

Parmi tous les critères testés, cette méthode semble donc la plus pertinente dans le cadre de notre étude : le centre et la taille des structures peuvent être automatiquement détectés. Mentionnons tout de même son coût important : le traitement d'un instantané S-PIV prend environ quelques minutes. Afin de réduire ce temps de calcul, on travaillera sur des champs filtrés spatialement à l'aide d'un filtre médian de 75 px, permettant de réduire le nombre de petites structures détectées.

## 2.4 Thermométrie fil froid

La thermométrie fil froid donne accès au champ de température moyen  $\langle T \rangle$  et fluctuant  $T^{\text{RMS}}$  dans l'écoulement. Cette méthode expérimentale fournit également des signaux de température  $T(t)$ , résolus en temps, permettant de calculer des spectres. Après une brève introduction au principe de la mesure, on décrit la chaîne de mesure mise en place dans notre étude ainsi que les configurations de mesure retenues pour accéder à l'ensemble du domaine d'intérêt.

### 2.4.1 Principe

La sonde fil froid consiste en un fil de faible diamètre ( $d_F \sim 1 \mu\text{m}$ ) placé dans l'écoulement à vitesse  $u$  et à la température  $T$ , à mesurer. Le fil est traversé par un courant électrique  $I$  constant. On parle d'*anémométrie à courant constant* (« Constant Current Anemometry », CCA). Le principe de la mesure repose sur la variation de la résistance du fil  $R_F$  avec la température du fluide  $T$  selon :

$$R_F(T) = R_0 [1 + \alpha (T - T_0)] \quad (2.20)$$

avec  $\alpha$  le *coefficient de résistivité thermique* et  $R_0$  la résistance à la température de référence  $T_0$ . La tension  $E$  aux bornes du fil froid est proportionnelle à la température de l'écoulement selon :

$$E(T) = R_0 [1 + \alpha (T - T_0)] I \quad (2.21)$$

et varie linéairement avec la température  $T$ . L'intensité du courant  $I$  doit être choisie de telle sorte qu'un bon compromis soit respecté entre :

- ▷ La sensibilité, d'autant plus importante que la valeur du courant  $I$  est élevée;
- ▷ L'erreur de mesure, provenant du fil, due à l'effet Joule provoquant un échauffement de l'écoulement. Ce dernier est d'autant plus important que le courant est élevé. Dans la mesure du possible on cherchera donc à travailler avec un faible courant.

### 2.4.2 Description de la chaîne de mesure

La chaîne de mesure est constituée de la sonde fil froid, d'un module de mesure et d'un module d'acquisition.



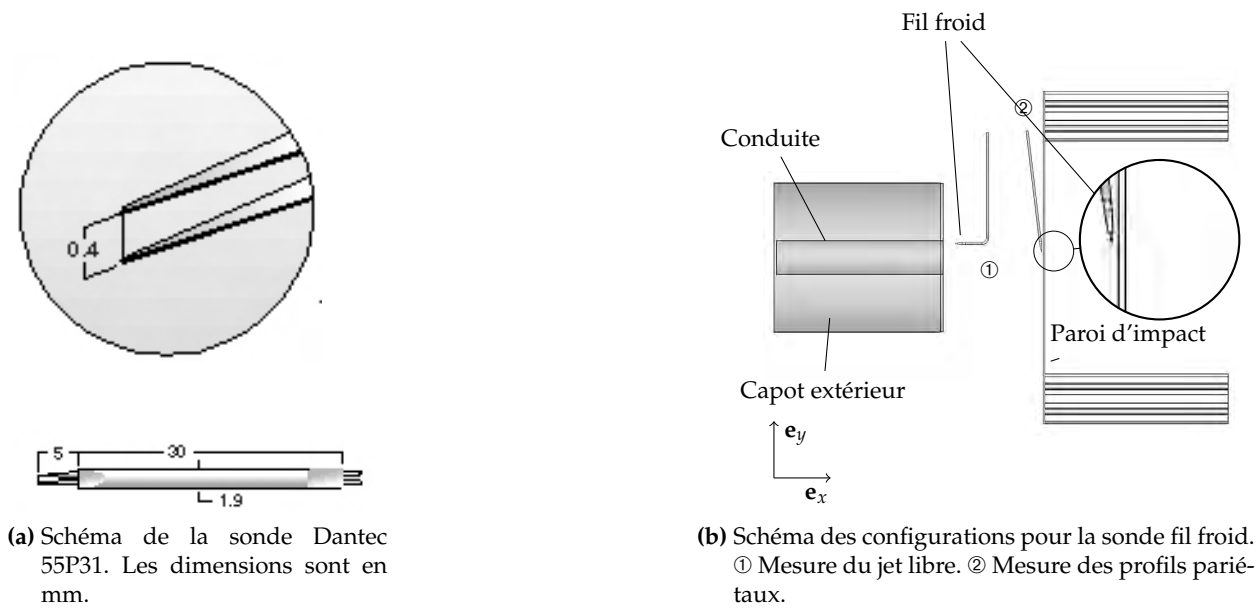


FIGURE 2.28 – Configuration expérimentale pour les mesures fil froid.

Diamètre du fil	$d_F = 1 \mu\text{m}$
Longueur	$l_F = 0,4 \text{ mm}$
Matériau	platine
Résistance à la température de référence (20 °C)	$R_0 = 52,83 \Omega$
Résistance de ligne	$R_L = 0,6 \Omega$
Coefficient de résistivité thermique	$\alpha = 0,0036^\circ\text{C}^{-1}$
Température maximale mesurable (tenue de la soudure)	150°C

TABLE 2.6 – Propriétés de la sonde Dantec 55P31.

**Sonde fil froid** La sonde sélectionnée pour nos mesures est représentée à la figure 2.28a et ses propriétés décrites dans le tableau 2.6. Il s'agit d'un fil de platine soudé sur deux broches, de type *sonde totalement décapée*. Elle est fixée sur un porte-sonde dont la forme permet de limiter l'effet intrusif dans l'écoulement. Le porte-sonde est fixé sur un support, lui-même fixé au banc de déplacement.

**Module de mesure** La sonde fil froid est reliée à un module de mesure Dantec StreamLine-Temperature 90C20 à l'aide d'un câble BNC. La résistance de celui-ci s'ajoute à celle des broches pour former la résistance de ligne  $R_L$ . L'élément résistif associé au fil froid est intégré dans un pont de Wheatstone aux bornes duquel on mesure la tension. La tension en sortie du module s'exprime comme :

$$E = G [G' (R_F + R_L) I - \Delta E] \quad (2.22)$$

avec l'intensité du courant  $I$ , le gain  $G$  et un décalage en tension  $\Delta E$  (« offset »).  $G'$  représente le gain fixe d'un pré-amplificateur intégré au module. Le triplet de paramètres  $(I, G, \Delta E)$  est déterminé par l'utilisateur de telle façon que la tension en sortie du module de mesure  $E$  soit située dans la gamme de tension mesurable par le module d'acquisition. Le tableau 2.7 présente les valeurs

Courant constant $I$	0,1 mA
Gain fixe $G'$	100
Gain variable $G$	40
Offset $\Delta E$	0,647 V
Tensions mesurables par le module d'acquisition	$\pm 5$ V
Gamme de température mesurable $T$	$[14,9 - 150,3]$ °C
Sensibilité	13,5°C/V

TABLE 2.7 – Paramètres de la chaîne de mesure.

sélectionnées. Afin de minimiser l'erreur de mesure, on choisit le courant constant  $I$  le plus faible possible. Le triplet a été sélectionné de manière à couvrir l'ensemble de l'intervalle de température attendu dans l'écoulement en conservant la meilleure sensibilité.

**Module d'acquisition** Le module d'acquisition est composé d'un convertisseur analogique-numérique National Instrument et d'un PC d'acquisition. La conversion se fait sur 12 bits avec une fréquence d'acquisition maximale 10 kHz. Avec nos paramètres, la discrétisation numérique est de 0,0033°C par niveau. Un programme LabView gère l'acquisition des données et commande le banc de déplacement.

**Étalonnage** La phase d'étalonnage consiste à déterminer la relation tension-température du dispositif installé. Nous avons opté pour un étalonnage *in-situ* à l'aide d'une sonde Pt100 certifiée COFRAC à  $\pm 0,1$  °C. La relation (2.21) étant linéaire, deux régimes sont suffisants pour l'étalonnage. Le premier point (régime chaud) est obtenu en plaçant le fil froid et la sonde Pt100 à la sortie du jet où la température est de  $T_j = 130$  °C (figure 2.29a), soit la température la plus élevée attendue dans l'écoulement. Le second point (régime froid) est déterminé lorsque la sonde est placée à l'extérieur de l'écoulement, à la température ambiante  $T_e = 25$  °C. Afin de vérifier la linéarité de la loi, deux points supplémentaires ont été déterminés en fixant une température de jet différente (figure 2.29b). L'écart de ces deux points par rapport à la droite est au maximum de 0,6°C.

**Réponse en fréquence** La fréquence de réponse du fil froid est limitée par l'inertie thermique du filtre. Elle s'exprime en fonction des propriétés du fil (masse volumique, capacité calorifique et diamètre) et du nombre de Nusselt associé à la convection forcée  $Nu_F$  autour du fil, à l'aide de la formule de Tagawa et al. (2005) :

$$f_c = \frac{Nu_F \lambda_f}{\pi \rho_F C_F d_F^2} \quad \text{avec} \quad Nu_F = 0,24 + 0,56 Re_F^{0,45} \quad (2.23)$$

Le nombre de Nusselt  $Nu_F$  est fourni par la corrélation de Collis et Williams (1959) adaptée aux faibles nombres de Reynolds  $Re_F$ . Cette fréquence de coupure correspond à celle d'un fil considéré comme infiniment long. Avec les caractéristiques de notre fil, elle vaut  $f_c = 6$  kHz pour une vitesse de l'écoulement de  $30 \text{ ms}^{-1}$ .

Dans le cas d'un fil réel, la présence des broches va modifier la réponse du fil. Ces broches ont en effet leur propre temps de réponse, plus élevé que celui du fil. Au-delà d'une certaine fréquence, le profil de température le long du fil ne sera donc plus uniforme, provoquant des échanges de chaleur par conduction entre le fil et les broches. Afin de quantifier ces effets, Betchov

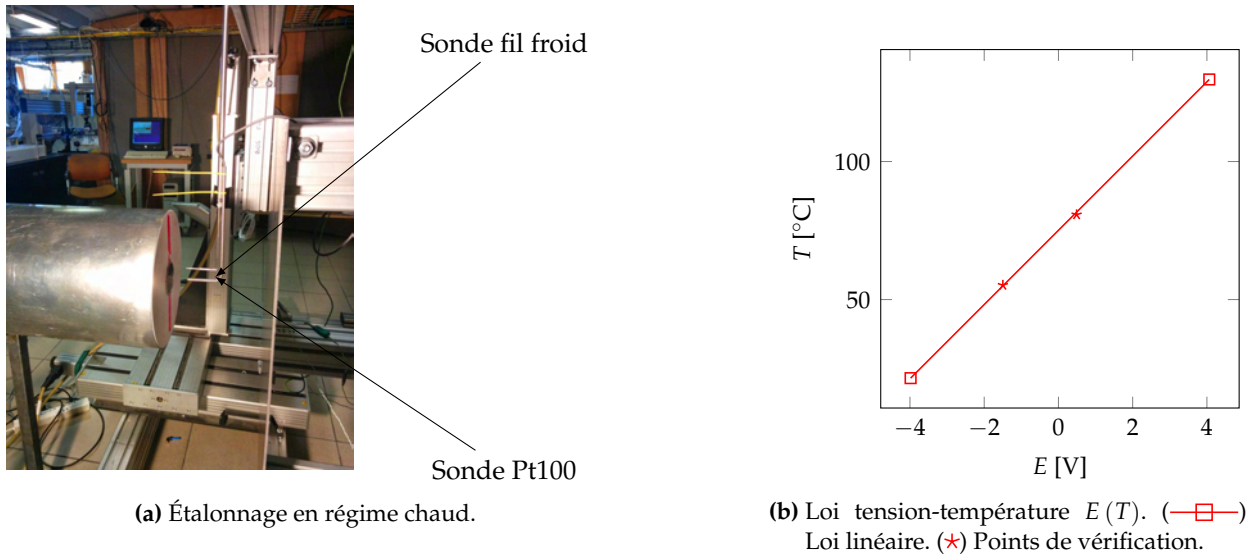


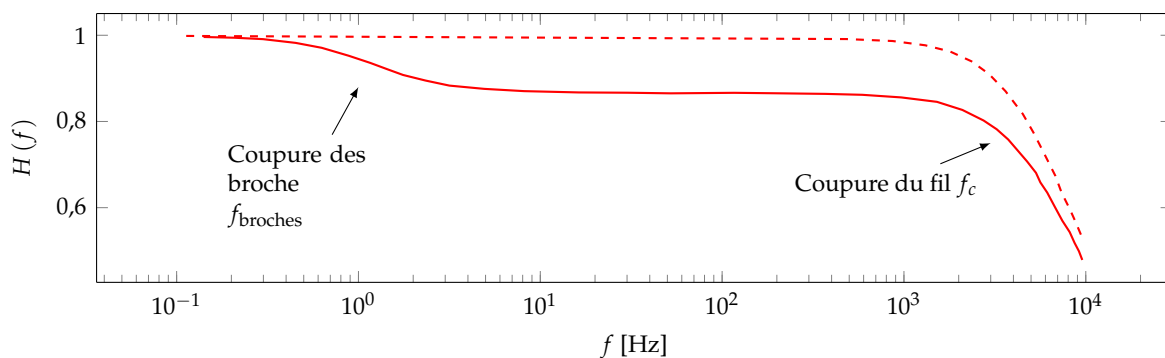
FIGURE 2.29 – Étalonnage de la sonde fil froid.

(1948) a introduit une grandeur appelée *longueur refroidie*  $l_c$  :

$$\frac{l_c}{l_F} = 2\sqrt{\frac{\lambda_F}{\lambda_f \text{Nu}_F}} \quad (2.24)$$

qui dépend des propriétés de l'écoulement (conductivité  $\lambda_f$  et vitesse, au travers de  $\text{Nu}_F$ ) et du fil (conductivité  $\lambda_F$ ). Plus cette longueur est élevée par rapport à la longueur du fil  $l_F$ , plus les effets de conduction sont importants. Avec notre fil, le rapport  $l_c/2l_F$  vaut 7,75, signifiant que les effets de conduction ne sont pas négligeables.

Lecordier et al. (1984) ont montré que la présence des broches a pour effet d'altérer la fonction de transfert  $H(f)$  du fil, représentée schématiquement à la figure 2.30. Pour les faibles fréquences,

FIGURE 2.30 – Fonction de transfert  $H(f)$  d'un fil réel (—) par rapport à un fil infini (- - -), d'après Lecordier et al. (1984).

les broches sont capables de suivre les variations de l'écoulement de la même manière que le fil. Au-delà d'une certaine fréquence  $f_{\text{broches}}$ , les effets de conduction dus à l'inertie des broches réduisent la réponse du fil. La fonction de transfert est alors fortement réduite au-delà de la fréquence de coupure du fil  $f_c$ , comme c'est le cas pour un fil infiniment long. Le niveau du plateau entre la fréquence de coupure des broches et celle du fil est relié à la longueur refroidie  $l_c$  selon :

$$H_p = 1 - 2\frac{l_c}{l_F} \quad (2.25)$$

Avec les caractéristiques de notre fil, la hauteur de ce plateau est de  $H_p = 0,87$ . Dans la mesure où la variance du signal de température  $\langle T'^2 \rangle$  correspond à l'intégrale de sa densité spectrale de puissance, [Lecordier et al. \(1984\)](#) ont proposé de corriger les fluctuations (écart-types) de température selon :

$$T^{\text{RMS}} = \frac{T_{\text{mes.}}^{\text{RMS}}}{H_p} \quad (2.26)$$

Cette correction est justifiée par le fait que plateau  $H_p$  dans la fonction de transfert s'étend sur la majeure partie du spectre. Cette hypothèse est valable dans la mesure où la fréquence de coupure des broches  $f_{\text{broches}}$  est faible. Pour notre configuration, elle est d'environ 0,1 Hz en assimilant les broches à des barreaux cylindriques en acier.

### 2.4.3 Configuration de mesure

La figure 2.31 présente les 1145 points de mesures dans le plan  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ . Les profils sélectionnés correspondent à ceux mesurés à l'aide de la LDV. Deux configurations différentes ont dû être mises en place en fonction de la région de mesure (figure 2.28b).

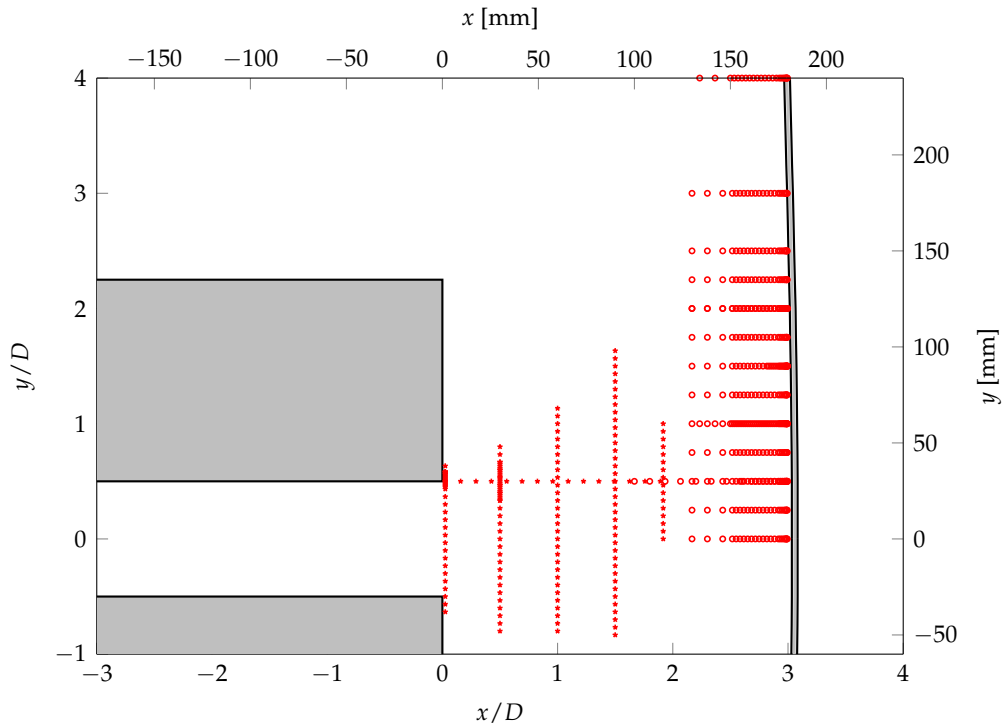


FIGURE 2.31 – Points de mesure dans le domaine d'intérêt. (\*) Configuration ①. (o) Configuration ②.

La configuration ① est destinée à la mesure du jet libre. La tige est alignée selon l'axe du jet  $\mathbf{e}_x$  et présente un angle droit à 50 mm en aval de la sonde afin de limiter les effets d'intrusion dans le jet. Le fil est aligné avec l'axe  $\mathbf{e}_z$ . Cette configuration permet de mesurer des profils de température selon  $\mathbf{e}_y$  pour différentes stations axiales de  $x = 1$  mm à  $x = 115$  mm.

La configuration ② est dédiée à la mesure de profils selon  $\mathbf{e}_x$  pour différentes stations radiales au-dessus de la paroi d'impact, de  $y = 0$  mm à  $y = 240$  mm. La tige rectiligne et fixée au banc de déplacement par l'intermédiaire d'une pièce usinée permettant de fixer l'angle par rapport à la paroi. Cet angle est fixé à  $10^\circ$  afin de pouvoir approcher la sonde au plus près de la paroi tout en limitant les effets intrusifs. La distance de la sonde par rapport à la paroi est vérifiée et mesurée à l'aide d'une caméra analogique et d'un objectif macroscopique dirigé dans la direction de la

sonde, selon l'axe  $e_z$  (figure 2.32a). La caméra est fixée sur un pied photo permettant de régler sa

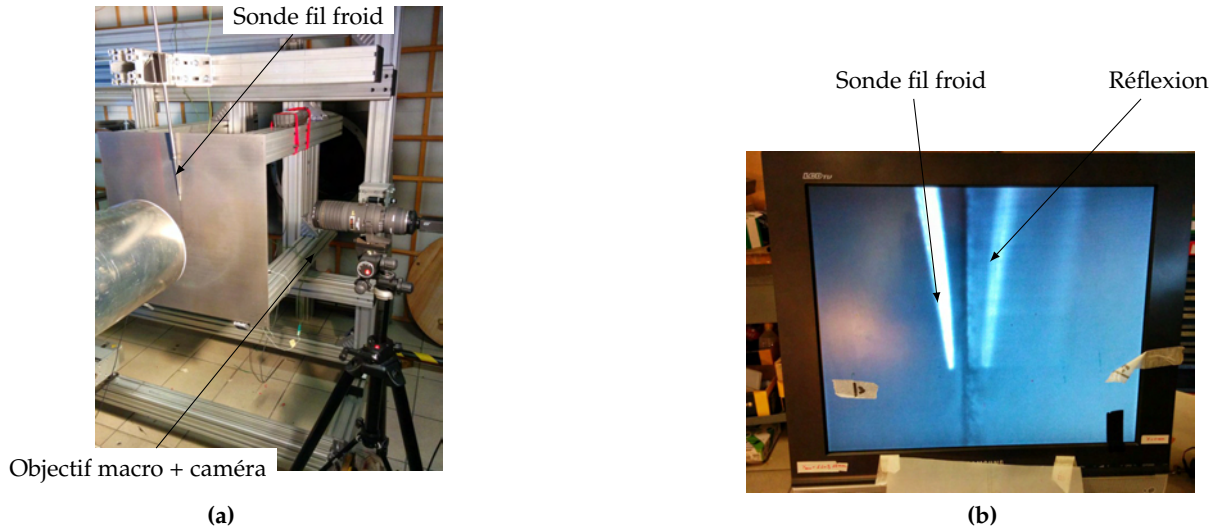


FIGURE 2.32 – Exploration des profils dans la couche pariétale.

position en fonction de la station radiale  $y$  considérée. Le facteur de grandissement est déterminé à l'aide d'une feuille de papier millimétré (1 mm  $\rightarrow$  50 mm). La mesure de la distance, sur l'écran LCD, entre le centre de la broche et sa réflexion sur la plaque permet d'accéder à la distance paroi (figure 2.32b). La distance la plus proche accessible avec cette méthode est de 0,2 mm.

#### 2.4.4 Traitement

Pour chaque point de mesure, on a enregistré  $N_e = 180\,000$  échantillons à une fréquence d'acquisition de  $f_e = 6$  kHz. Un filtre passe-bas analogique de fréquence de coupure 3 kHz est activé au niveau du module de mesure afin d'éliminer le bruit de mesure provenant des hautes fréquences. La durée d'acquisition  $t_{acq.}$  est de 30 s, soit une durée largement supérieure au temps caractéristique des grandes structures turbulentes  $\tau_c = 0,006$  s ( $St_D = 0,4$ ). Le nombre élevé d'échantillons assure une très bonne convergence des statistiques.

Le calcul de la moyenne et de la variance est réalisé selon les formules classiques (2.8) et (2.9). La densité spectrale de puissance (DSP) est déterminée par la méthode de Welch (1967), avec une taille de fenêtre  $L = 2048$  échantillons et un recouvrement de 50%. La résolution fréquentielle est alors de  $\Delta f = 3$  Hz et la fréquence maximale du spectre est de  $f_m = 3$  kHz.

## 2.5 Thermographie en Face Arrière (ThEFA)

La thermographie en face arrière permet la détermination de la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D(y,z)$  et de la température adiabatique  $T_{ad,p}(y,z)$  sur la paroi d'impact. On décrit dans un premier temps le principe général de la méthode. On décrit ensuite la façon dont elle est appliquée sur notre configuration de jet en impact. Enfin, on évalue la sensibilité de la méthode aux paramètres et à diverses sources d'incertitudes.

### 2.5.1 Configuration thermique

La figure 2.33 présente la configuration thermique de la plaque lorsqu'elle est exposée au jet chaud. On s'intéresse aux flux de chaleur auxquels elle est soumise.

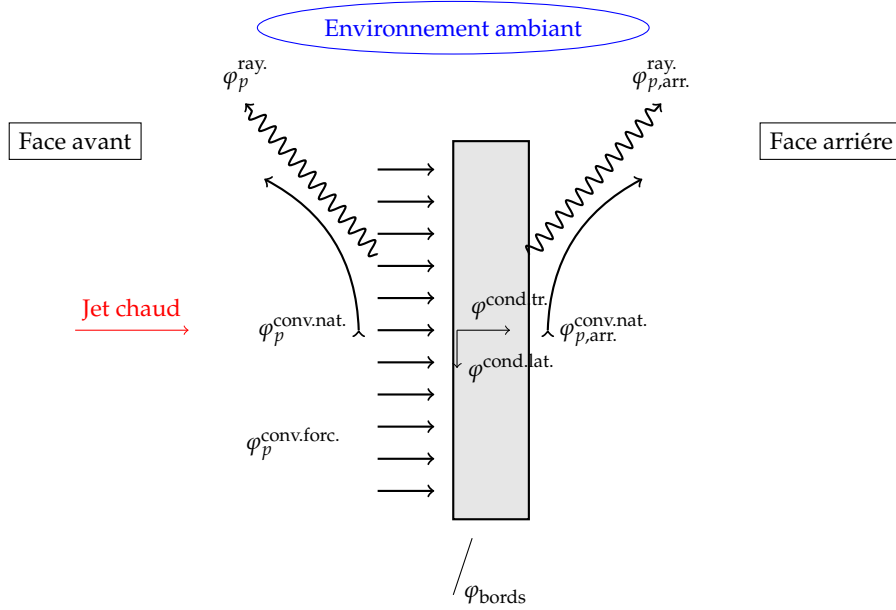


FIGURE 2.33 – Configuration thermique de la paroi d'impact une fois soumise au jet chaud.

**Face avant** Le flux de chaleur sur la face avant  $\varphi_p$  peut être décomposé en trois contributions :

$$\varphi_p = \varphi_{p,av.}^{conv. forcée} + \varphi_{p,av.}^{conv. naturelle} + \varphi_{p,av.}^{ray.} \quad (2.27)$$

la convection forcée provoquée par l'écoulement d'impact, la convection naturelle due aux différences de masse volumique et le rayonnement entre la surface de plaque et l'environnement extérieur. Le *nombre de Richardson* permet de quantifier l'importance de la convection naturelle par rapport à la convection forcée. Il s'écrit :

$$Ri_L = \frac{g\beta\Delta TL}{U^2} \quad (2.28)$$

avec  $g$  l'accélération de gravité,  $\beta$  le coefficient d'expansion thermique de l'air,  $\Delta T$  une différence de température,  $L$  une longueur caractéristique et  $U$  une vitesse caractéristique. En prenant  $\Delta T = T_j - T_e$ , la vitesse débitante  $U_j$  pour la vitesse caractéristique et la longueur de la plaque  $L_p$  comme longueur caractéristique, on trouve  $Ri_{L_p} = 0,002$ . Dans notre configuration, la convection naturelle en face avant est donc très faible devant la convection forcée. Le rayonnement est déterminé par la relation :

$$\varphi_{p,av.}^{ray.} = \epsilon\sigma \left( T_p^4 - T_e^4 \right) \quad (2.29)$$

avec  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  la constante de Stefan-Boltzmann et  $\epsilon$  l'émissivité de la plaque. Le flux radiatif  $\varphi_{p,av.}^{ray.}$  entre la paroi en titane ( $\epsilon = 0,2$ ) à la température  $T_p = T_j$  et l'ambiance  $T_e = 25^\circ\text{C}$ , est d'environ  $\simeq 210 \text{ Wm}^{-2}$ . On verra que les flux mesurés sur la paroi sont de l'ordre d'une dizaine de  $\text{kWm}^{-2}$ . Le flux radiatif peut donc être négligé devant le flux convectif. La contribution principale au flux de chaleur sur la face avant est donc la convection forcée.

**Face arrière** Sur la face arrière, exposée à l'environnement ambiant à  $T_e$ , le flux de chaleur s'exprime comme :

$$\varphi_{p,arr.} = \underbrace{\epsilon\sigma \left( T_e^4 - T_{p,arr.}^4 \right)}_{\varphi_{p,arr.}^{ray.}} + \underbrace{h_{arr.} (T_e - T_{p,arr.})}_{\varphi_{p,arr.}^{conv. nat.}} \quad (2.30)$$

Cette fois, la convection naturelle et le flux radiatif ne peuvent plus être négligés. Le coefficient d'échange en convection  $h_{arr.}$  est calculé à l'aide d'une corrélation empirique pour la convection naturelle le long d'une paroi verticale :

$$\begin{cases} \text{Nu}_L = 0.59 \text{Ra}_L^{1/4} & \text{si } \text{Ra}_L < 10^9 \\ \text{Nu}_L = 0.13 \text{Ra}_L^{1/3} & \text{si } \text{Ra}_L > 10^9 \end{cases} \quad (2.31)$$

où  $\text{Nu}_L = h_{arr.}L_p/\lambda_f$  est le nombre de Nusselt basé sur la longueur de la plaque et

$$\text{Ra}_L = \frac{\beta g}{\nu \alpha} L_p^3 (\langle T_p \rangle_{y,z} - T_e) \quad (2.32)$$

le nombre de Rayleigh, avec  $\langle T_p \rangle_{y,z}$  la température moyenne de la plaque.

**Bords latéraux** La plaque étant mince, les flux de chaleur au niveau des bords latéraux  $\varphi_{bords}$  de celle-ci sont supposés négligeables.

**Plaque** Dans la plaque, le transfert de chaleur se fait par conduction. On peut distinguer la conduction dans la direction de l'épaisseur de la plaque  $\varphi^{cond. tr.}$  et la conduction latérale  $\varphi^{cond. lat.}$  le long de sa longueur.

## 2.5.2 Principe

La méthode de la thermographie en face arrière (ThEFA) a été développée par [Nortershauser et Millan \(2000\)](#). Les détails de la méthode utilisée pour notre étude sont décrits par [Reulet et al. \(2003\)](#). Cette méthode repose sur la détermination des échanges de chaleur sur la base de la mesure du transitoire thermique sur la face arrière de la plaque lorsque celle-ci est mise en contact avec l'écoulement. Les étapes sont les suivantes (figure 2.34) :

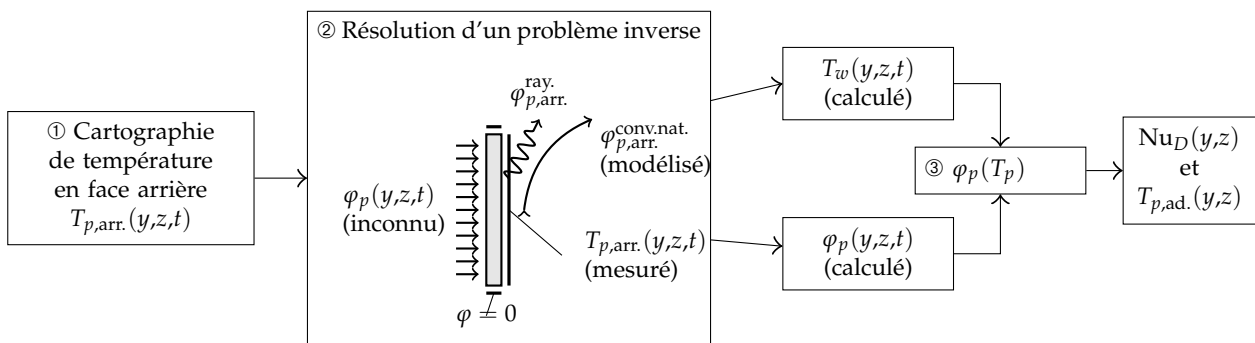


FIGURE 2.34 – Étapes de la méthode ThEFA pour la détermination du nombre de Nusselt  $\text{Nu}_D$  et la température adiabatique de paroi  $T_{ad.,p}$ .

- ① Le champ de température sur la face arrière de la paroi  $T_p^{arr.}(y, z, t)$  est mesuré à l'aide d'une caméra infrarouge lors du transitoire de chauffage de la plaque.
- ② La résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur dans la plaque permet de déterminer le flux de chaleur  $\varphi_p(y, z, t)$  et la température sur la face avant  $T_p(y, z, t)$  de la plaque à partir du transitoire de température sur la face arrière  $T_p^{arr.}(y, z, t)$ .
- ③ En chaque point  $(y, z)$  de la plaque, le couple  $(\varphi_p(t), T_p(t))$  est connu durant tout le transitoire. Une régression linéaire de la relation  $\varphi_p(T_p)$  fournit la distribution du nombre de

Nusselt  $Nu_D(y,z)$  et de la température adiabatique de paroi  $T_{ad.,p}(y,z)$ , d'après :

$$\varphi_p = \frac{Nu_D D}{\lambda_f(T_f)} (T_{ad.,p} - T_p) \quad (2.33)$$

afin de prendre en compte la variation de la conductivité thermique de l'air calculée à la température de film :

$$T_f = \frac{T_p + T_{ad.,p}}{2} \quad (2.34)$$

Le nombre de Nusselt correspond à la pente de la régression tandis que la température adiabatique de paroi correspond à son intersection avec l'axe  $\varphi_p = 0$ .

## 2.5.3 Application de la méthode à notre configuration

### 2.5.3.1 Mesure de la température durant le transitoire

**Déroulement d'un transitoire** À l'instant  $t = 0$ , le cadre sur lequel est fixée la plaque est injecté dans l'écoulement. Le transitoire est enregistré sur une durée de  $t_{acq.} = 180$  s. Cette durée correspond au temps nécessaire pour que la plaque atteigne un état quasi-stationnaire. Sur cette période, on enregistre 900 échantillons avec un pas de temps de  $\Delta t = 0,2$  s. Le temps de transit de la plaque avant de pénétrer dans l'écoulement est suffisamment faible devant le temps du transitoire pour que l'injection puisse être considérée comme instantanée.

**Caméra infrarouge** La température en face arrière est mesurée à l'aide d'une caméra thermique matricielle (FLIR SC7650 MWIR) de résolution  $640 \text{ px} \times 512 \text{ px}$  montée avec un objectif de 25 mm. Pour des raisons d'encombrement, un miroir faisant un angle de  $45^\circ$  avec la paroi dévie les rayons infrarouges vers la caméra située à une distance de 2 m, afin de couvrir l'ensemble de la plaque (figure 2.4). Le principe de la mesure infrarouge consiste à déterminer la température d'un corps à partir de la mesure du flux radiatif émis dans une certaine gamme de longueur d'onde. Nous travaillons avec la gamme  $3 - 5 \mu\text{m}$ .

La quantité de photons reçus est convertie en signal électrique par des capteurs en Indium Antimoine (InSb). Celui-ci est échantillonné sur 14 bits, soit 16 384 niveaux numériques DL (« Digital Level »). La température et les niveaux numériques sont reliés par une loi d'étalonnage  $DL = f(T)$ , établie à partir de la mesure de la température d'un corps noir ( $\epsilon = 1$ ). Le signal mesuré par la caméra est la somme du signal émis par la surface visée et de la réflexion de l'environnement sur cette surface suivant la loi ci-dessous :

$$DL_{mes.} = \epsilon DL_p + (1 - \epsilon) DL_e \quad (2.35)$$

avec  $\epsilon$  l'émissivité de la plaque. Dans notre étude, nous avons recouvert la plaque à l'aide d'une peinture à haute émissivité (peinture SACOTHERM). Pour déterminer  $\epsilon$  avec précision, nous utilisons le thermocouple placé au niveau du point d'impact sur la face arrière comme température de référence. L'émissivité est alors déterminée de telle manière que la température fournie par la caméra thermique corresponde à celle donnée par le thermocouple. On obtient  $\epsilon = 0,82 \pm 0,01$ .

Le temps d'intégration (IT) est de  $350 \mu\text{s}$ . Ce choix correspond au meilleur compromis entre la température maximale mesurable ( $134,5^\circ\text{C}$ ) et la sensibilité.

Avant chaque essai, une opération de correction de non-uniformité (« Non Uniformity Correction », NUC) est réalisée. Cette opération consiste à uniformiser les niveaux observés sur tous les pixels à l'aide d'un corps dont la température est uniforme.

L'incertitude d'étalonnage est de  $\pm 1^\circ\text{C}$  jusqu'à  $100^\circ\text{C}$  et 1% au-delà. Une erreur de 2% sur émissivité induit une erreur de 1% sur la température. Dans notre configuration, la température



est de l'ordre d'une centaine de degrés, ce qui donne une incertitude globale de 3% sur la mesure de la température.

### 2.5.3.2 Résolution du problème inverse

Le tableau 2.8 rassemble les paramètres utilisés pour la résolution du problème inverse. On décrit ci-dessous le choix de ces paramètres.

Pas de temps $\Delta t$	0,2 s
Nombre de pas de temps futurs $r$	5
Nombre de points dans la direction $\mathbf{e}_y, n_z$	96
Nombre de points dans la direction $\mathbf{e}_z, n_y$	96
Nombre de points dans la direction $\mathbf{e}_x, n_x$	3
Nombre de Fourier Fo	1,6
Nombre de mode DCT conservé	117

TABLE 2.8 – Paramètres sélectionnés pour la résolution du problème inverse.

**Problème direct** Le problème direct correspond aux calculs de la température sur la face arrière pour un flux connu en face avant. Il consiste à résoudre l'équation de la chaleur dans la plaque :

$$\rho_p C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_p \nabla T) \quad (2.36)$$

avec  $T(x,y,z)$  la température de la plaque. De manière générale, les propriétés de la plaque varient avec la température (tableau 2.2), ce qui confère à cette équation un caractère non-linéaire. Elle est résolue à l'aide de la méthode des volumes-finis. Le nombre de points dans la direction de l'épaisseur de la plaque  $n_x$  doit être suffisant pour capturer la diffusion de la chaleur dans l'épaisseur de la plaque. Pour cela, on utilise le *nombre de Fourier* défini par :

$$\text{Fo} = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} \quad \text{avec} \quad \Delta x = e/n_x \quad (2.37)$$

qui joue un rôle similaire au nombre CFL (1.53), dans la résolution numérique de l'équation de la chaleur. Les conditions aux limites correspondent à la configuration thermique présentée ci-dessus.

**Problème inverse** Le flux de chaleur  $\varphi_p(y,z,t)$  sur la face avant est déterminé à partir du transitoire de température sur la face arrière  $T_p^{\text{arr.}}(y,z,t)$  à l'aide de la résolution d'un problème inverse de conduction dans la plaque. La stratégie sélectionnée dans notre étude est celle de [Reulet et al. \(2003\)](#). À chaque pas de temps  $n$  du transitoire, la distribution du flux de chaleur inconnu  $\varphi_p^n$  est obtenue en minimisant la fonctionnelle suivante :

$$R = \sum_{k=1}^{r_f} \sum_{i=1}^{N_{\text{meas.}}} \left( T_i^{\text{arr.},n+k} - T_i^{n+k}(\varphi_p^n) \right)^2 \quad (2.38)$$

Elle représente la somme quadratique des différences entre les observations, *i.e.* la température mesurée en face arrière, et la température calculée au même point pour le flux  $\varphi_p^n$  (problème direct). Cette fonctionnelle utilise l'approche de Beck qui consiste à faire l'hypothèse d'un flux

constant  $\varphi_p^n$  pendant  $r_f$  pas de temps futurs. La minimisation de la fonctionnelle est effectuée par l'inversion d'un système matriciel dont l'opérateur est la *matrice de sensibilité*. La formulation complète de cette matrice est présentée par [Reulet et al. \(2003\)](#).

**Compression DCT** Pour la résolution du problème inverse, les cartographies de température sont projetées dans une base de cosinus afin d'exploiter les propriétés de compression de la transformée discrète en cosinus (« Discrete Cosinus Transform », DCT). Ceci permet de réduire la quantité de données et de limiter l'effet du bruit sur les cartographies de température. Les modes spatiaux dont l'énergie est inférieure à un niveau de bruit fixé par l'utilisateur ne sont pas conservés. La minimisation de (2.38) se fait alors uniquement sur les  $m$  modes conservés et non sur tous les points de mesure  $N_{meas.} = n_y \times n_z$ . Dans notre cas, nous conservons les modes inférieurs à 5 fois le niveau de bruit, soit  $0,5^\circ\text{C}$ . Ceci correspond à  $m = 117$  modes conservés.

**Pas de temps futur** Le choix du nombre de pas de temps futur  $r_f$  est basé sur le temps caractéristique nécessaire pour qu'une variation du flux de chaleur sur la face avant provoque une variation de la température sur la face arrière. En pratique, on choisit le *nombre de Fourier inverse* supérieur au seuil de stabilité :

$$\text{Fo}_{\text{inv.}} = \frac{\alpha r_f \Delta t}{e^2} > 0,07 \quad (2.39)$$

Le temps de diffusion dans l'épaisseur de la plaque est de  $e^2/\alpha = 1,1 \text{ s}$ , soit environ 5 pas de temps.

### 2.5.3.3 Résultats

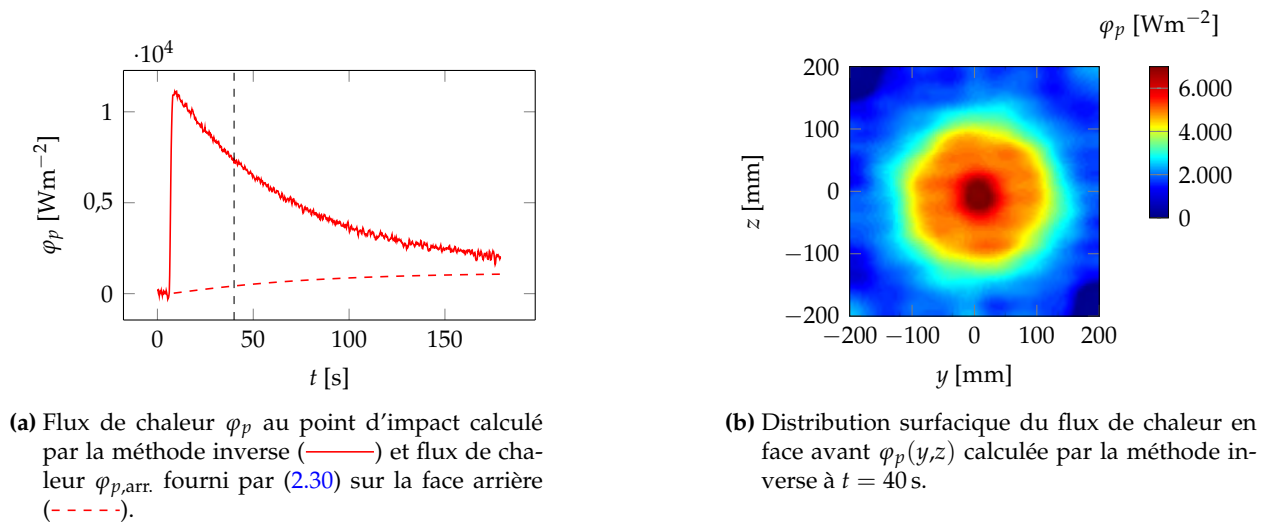


FIGURE 2.35 – Évolution du flux de chaleur.

**Flux de chaleur calculé en face avant** La figure 2.35 présente l'évolution du flux de chaleur calculé par la méthode inverse au point d'impact au cours du transitoire. La figure 2.35b montre la distribution surfacique du flux 40 s après l'introduction de la plaque dans l'écoulement. Le flux de chaleur décroît progressivement à mesure que la température de la plaque augmente. Lorsque l'on s'approche de l'état stationnaire, le flux en face avant s'équilibre progressivement avec celui

en face arrière. La valeur du flux en face arrière  $\varphi_{p, \text{arr.}}$  déterminée par (2.30) au cours du transitoire est également tracée à la figure 2.35.

**Température en face avant** La résolution du problème inverse fournit également la température sur la face avant de la plaque  $T_p(y, z, t)$ . La température en face avant calculée est présentée à la figure 2.36a. Dans notre cas, la température sur la face avant se révèle très proche de celle sur la face arrière, avec une différence de l'ordre de  $0,3^\circ\text{C}$ . Ceci est dû à la faible épaisseur de la plaque et à la conductivité thermique  $\lambda_p$  élevée du titane. Le nombre de Biot :

$$\text{Bi} = \frac{he}{\lambda_p} \quad (2.40)$$

vaut environ 0,02. On se trouve donc dans une configuration de plaque *thermiquement mince* ( $\text{Bi} < 0,1$ ). De plus, le temps de diffusion dans la direction de l'épaisseur est de  $t_\alpha = 1,1 \text{ s}$ , soit un ordre de grandeur inférieur à la durée du transitoire (180 s).

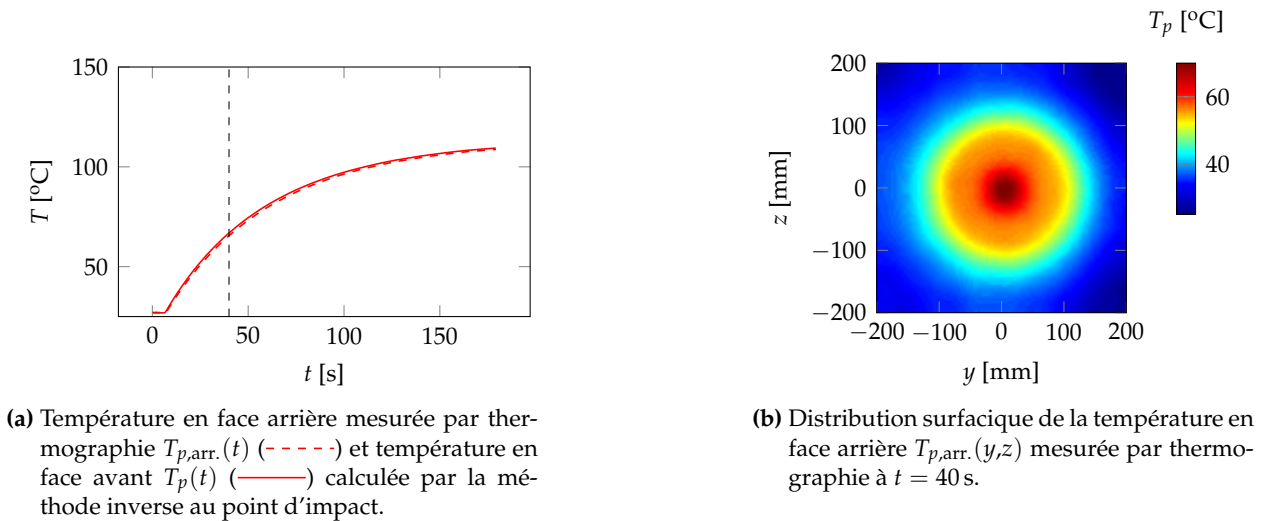
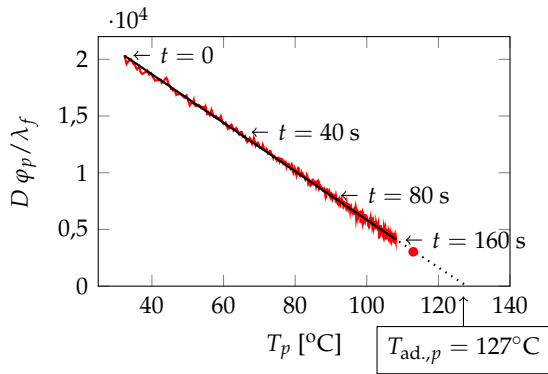


FIGURE 2.36 – Évolution de la température.

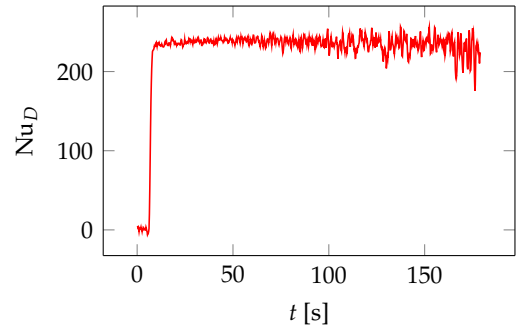
**Calcul des coefficients d'échange** La figure 2.37a présente la régression linéaire pour le point d'impact. Cette approche n'est valide que si la relation (2.33) est valable dans l'intervalle de température considéré, ce qui est bien le cas dans notre étude. Une autre façon de le vérifier est de calculer le nombre de Nusselt instantané  $\text{Nu}_D(t)$  au cours de l'essai. On constate à la figure 2.37b que celui-ci oscille autour d'une valeur constante. Les écarts à la moyenne sont plus importants en fin de transitoire lorsque la différence entre  $T_p$  et  $T_{\text{ad}, p}$  diminue.

Dans la mesure où la température adiabatique de paroi correspond à une valeur extrapolée, elle est sensible à la qualité de la régression. L'incertitude sur sa valeur due à la régression est estimée à  $1^\circ\text{C}$ .

**Distributions surfaciques de  $\text{Nu}_D$  et  $T_{\text{ad}, p}$**  Les figures 2.38a et 2.38b représentent respectivement la distribution du nombre de Nusselt  $\text{Nu}_D$  et de la température adiabatique sur la paroi d'impact. Les figures 2.38c et 2.38d représentent la moyenne azimutale de ces distributions. Les symboles correspondent aux valeurs prises par les pixels à la position radiale  $r$ . On constate une dispersion de 3% pour le nombre de Nusselt et de  $2,5^\circ\text{C}$  pour la température adiabatique de paroi autour de la valeur moyenne.

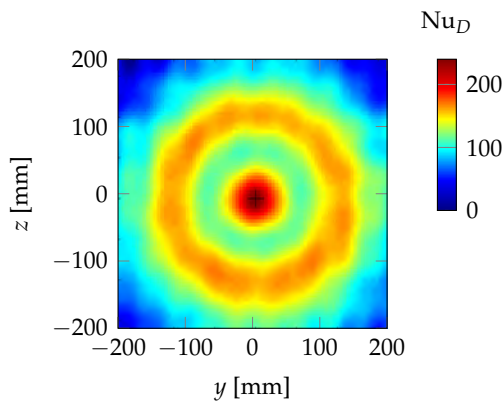


(a) Régression linéaire de la relation  $\phi_p(T_p)$  en face avant durant le transitoire. Le point rouge correspond à la température en face avant à l'état stationnaire.

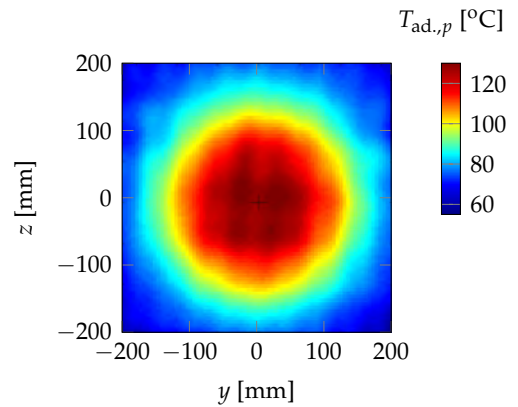


(b) Nombre de Nusselt  $Nu_D(t)$  au point d'impact au cours du transitoire.

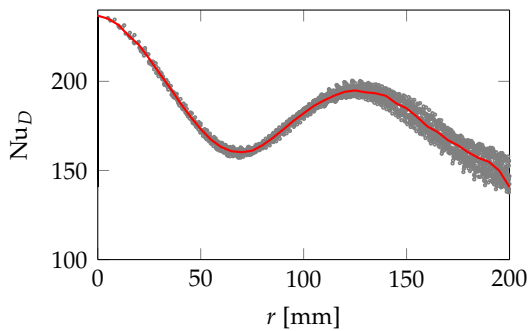
FIGURE 2.37 – Calcul des coefficients d'échange au point d'impact.



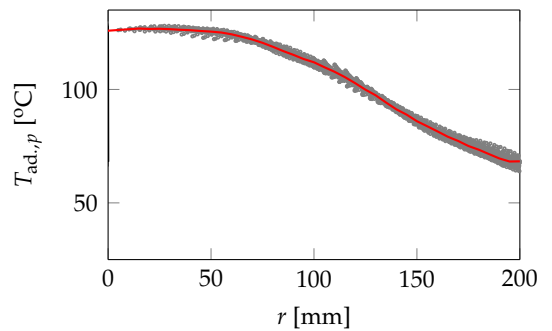
(a) Distribution surfacique  $Nu_D(y,z)$ .



(b) Distribution surfacique  $T_{ad,p}(y,z)$ .



(c) (—) Moyenne azimutale  $Nu_D(r)$ . (o) Projection de  $Nu_D(\theta)$  à  $r$  fixé.



(d) (—) Moyenne azimutale  $T_{ad,p}(r)$ . (o) Projection de  $T_{ad,p}(\theta)$  à  $r$  fixé.

FIGURE 2.38 – Distribution du nombre de Nusselt et de la température adiabatique de paroi.

### 2.5.4 Influence des paramètres et incertitudes

Un nombre important de paramètres intervient dans la détermination des coefficients d'échange à l'aide de la TheFA. Afin d'évaluer la pertinence des distributions de Nusselt et de température adiabatique de paroi obtenues, on a testé l'influence de quelques paramètres (nombre de pas de temps futurs  $r_f$ , nombre de modes  $m$ , modélisation de la convection naturelle en face arrière) et propagé l'incertitude sur la mesure de la température en face arrière ainsi que sur les propriétés du matériau. Les résultats sont rassemblés à la figure 2.39, où l'on représente la moyenne azimutale des distributions surfaciques. Le tableau 2.9 rassemble les informations sur les cas testés. Le cas de référence correspond à celui décrit dans la section précédente (tableau 2.8).

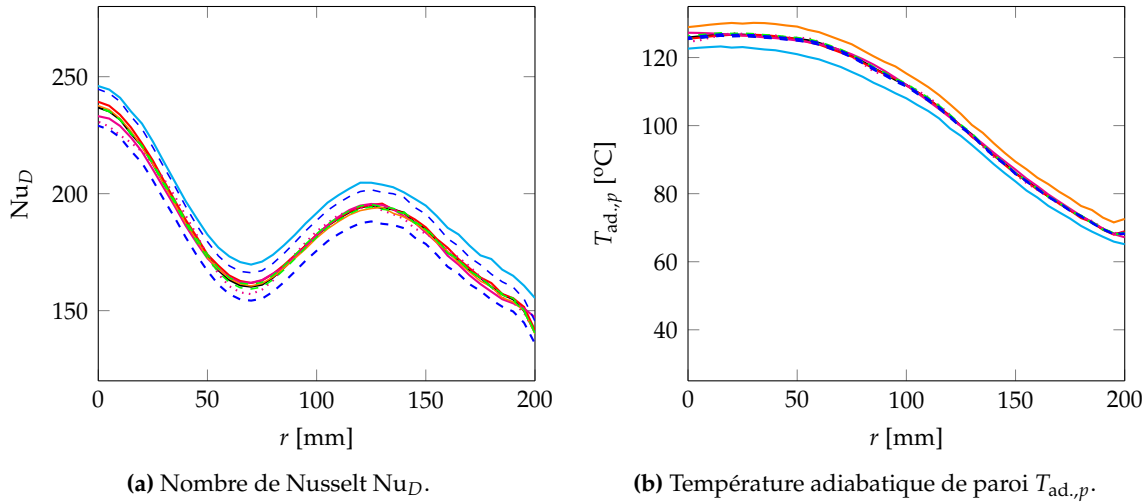


FIGURE 2.39 – Influence des paramètres de la méthode TheFA et des incertitudes sur les mesures. (—) Courbe 1. (—) Courbe 2. (—) Courbe 3. (·····) Courbe 4. (—) Courbe 5. (—) Courbe 6. (---) Courbe 7. (---) Courbe 8. (---) Courbe 9. (---) Courbe 10.

	Paramètre	Courbe
Référence		1
Pas de temps futurs	$r = 20$	2
Nombre de mode DCT	$m = 62$	3
	$m = 223$	4
Température en face arrière	$T_{p,arr.} \rightarrow T_{p,arr.} + 3$	5
Convection face arrière	$\varphi_p^{arr. nat.} = 0$	6
Propriétés du matériau	$\lambda_p \rightarrow 1,06\lambda_p$	7
	$\lambda_p \rightarrow 0,94\lambda_p$	8
	$C_p \rightarrow 1,04C_p$	9
	$C_p \rightarrow 1,96C_p$	10

TABLE 2.9 – Influences des paramètres sur le nombre de Nusselt et la température adiabatique de paroi.

**Nombre de pas de temps futurs** Le nombre de pas de temps futurs  $r_f$  minimal est sélectionné pour assurer la stabilité de la résolution du problème inverse. On a évalué l'influence d'un nombre de pas futur plus important. La figure 2.40 montre l'évolution du flux de chaleur en face avant et le

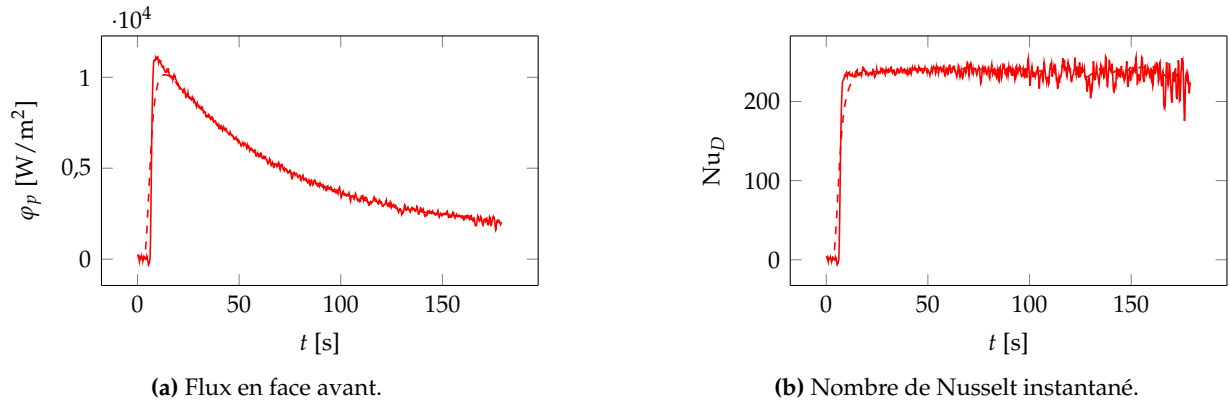


FIGURE 2.40 – Flux de chaleur et nombre de Nusselt au point d’impact au cours du transitoire. (—)  $r_f = 5$ . (---)  $r_f = 20$ .

nombre de Nusselt instantané au cours du transitoire pour  $r_f = 20$  par rapport au cas de référence à  $r_f = 5$ . On constate que l’augmentation du nombre de pas futur provoque un lissage de  $\varphi_p(t)$  mais sans changer son niveau, hormis lors du transitoire initial. L’influence sur les distribution de  $Nu_D$  et  $T_{ad.,p}$  est donc très faible (courbe 2 à la figure 2.39).

**Nombre de modes DCT** La figure 2.41 montre l’influence du nombre de modes  $m$  conservés pour la résolution de (2.38) sur la distribution spatiale de  $Nu_D$  et  $T_{ad.,p}$ . On observe que la prise en compte d’un nombre plus important de modes introduit une dispersion azimutale du nombre de Nusselt plus importante (figure 2.41a), liée au fait que la méthode inverse a tendance à amplifier le bruit de mesure. À l’inverse, un nombre de modes plus réduit renforce le caractère axisymétrique de la distribution obtenue (figure 2.41c). L’effet sur la moyenne azimutale du nombre de Nusselt et de la température adiabatique de paroi est quant à lui très faible (courbes 3 et 4 à la figure 2.39).

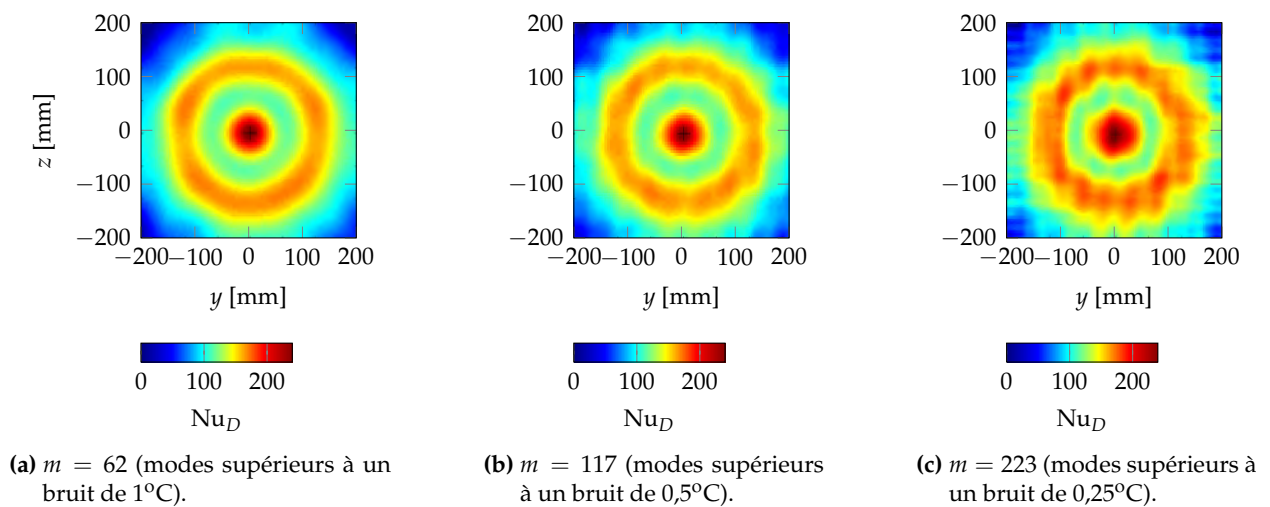


FIGURE 2.41 – Influence du nombre de modes DCT  $m$  retenus sur la distribution surfacique du nombre de Nusselt  $Nu_D$ .

**Température mesurée** La température en face arrière fournie par la thermographie est entachée d'une incertitude que nous avons estimée à 3 °C. On se place dans un cas simplifié où cette erreur est uniforme sur la plaque et ne dépend pas de la température. On évalue alors la sensibilité des résultats à cette incertitude en incrémentant de 3 °C les cartographies de  $T_{p,arr.}$  en entrée de la méthode inverse. Dans la mesure où  $Nu_D$  représente la dérivée de  $\varphi_p(T_p)$ , ce décalage n'influence pas le nombre de Nusselt (courbe 5 à la figure 2.39a), mais provoque un décalage de 3 °C sur  $T_{ad.,p}$  (courbe 5, à la figure 2.39b).

**Modèle de flux convectif en face arrière** La méthode inverse dépend d'une condition de flux de chaleur en face arrière fournie par l'utilisateur. La validité de la modélisation (2.31) n'étant pas connue dans notre cas, on a effectué un calcul pour une condition de flux  $\varphi_{p,arr.}^{conv. nat.}$  dû à la convection naturelle nul sur la face arrière. Ce cas extrême permet d'estimer l'influence de la modélisation sur les résultats. On observe une augmentation de 3% du nombre de Nusselt (courbe 6 à la figure 2.39a) et une diminution de 4 °C de la température adiabatique de paroi (courbe 6 à la figure 2.39b).

**Matériau** Les propriétés du titane présentées dans le tableau (2.2) sont entachées d'incertitudes : 6% sur la valeur de la conductivité thermique  $\lambda_p$  et 4% sur la capacité calorifique. Afin d'évaluer la sensibilité de la méthode ThEFA à ces incertitudes, on a calculé les coefficients d'échanges correspondant aux valeurs limites de la conductivité thermique  $\lambda_p$  et de la capacité calorifique  $C_p$ . On observe (courbes 7 et 8, figure 2.39b) qu'une erreur de 6% sur  $\lambda_p$  n'influence pratiquement pas la distribution de  $Nu_D$  et  $T_{ad.,p}$ . La faible influence de  $\lambda_p$  trouve probablement son origine dans la faible diffusion latérale de la chaleur dans la plaque. Pendant la durée de l'essai  $t_{acq.} = 180$  s, la distance de diffusion dans la direction latérale  $d_\alpha = \sqrt{\alpha t_{acq.}}$  est d'environ 50 mm, ce qui est plutôt faible devant les dimensions longitudinales de la plaque. On constate à la figure 2.39b (courbes 9 et 10) qu'une variation de 4% sur  $C_p$  provoque une variation de 3% sur le nombre de Nusselt et une variation quasiment nulle de la température adiabatique de paroi.

Cette étude montre que le paramètre le plus critique pour l'évaluation de  $Nu_D$  et  $T_{ad.,p}$  est l'hypothèse de convection naturelle utilisée pour la face arrière. En outre, la détermination précise de la capacité calorifique  $C_p$  du matériau est nécessaire pour évaluer correctement  $Nu_D$ . Enfin, l'erreur sur la mesure de la température en face arrière conditionne la bonne évaluation de la température adiabatique de paroi. De cette étude, on peut estimer l'incertitude sur le nombre de Nusselt à environ 6%, en ajoutant les contributions de la modélisation du flux de chaleur par convection naturelle et de l'incertitude sur la capacité calorifique du matériau. Si l'on ajoute les contributions de la modélisation du flux de chaleur de convection naturelle et de l'erreur sur la température mesurée, on obtient une incertitude sur la température adiabatique de paroi de 7°C.

Dans ce chapitre, nous avons présenté la métrologie mise en place afin de caractériser l'aérodynamique et la thermique d'une configuration de jet chaud en impact. Pour chaque technique mise en œuvre dans notre étude, nous avons vérifié l'influence des paramètres de post-traitement sur les mesures afin d'évaluer leur pertinence. Certaines techniques (LDV, S-PIV) ont également nécessité la mise en place de stratégies particulières de post-traitement. La présentation et l'analyse physique des résultats obtenus à l'aide de ces techniques est l'objet du chapitre suivant.

## Chapitre 3

---

# Caractérisation aérodynamique et thermique de l'écoulement de jet en impact

---

3.1 Caractérisation statistique . . . . .	111
3.2 Caractérisation topologique . . . . .	130
3.3 Caractérisation fréquentielle . . . . .	135

---

Ce chapitre vise à caractériser notre configuration de jet en impact à partir des données recueillies à l'aide des moyens de mesure (LDV, S-PIV, fil froid et TheFA) décrits dans le chapitre précédent. Nous avons choisi de dresser le portrait de l'écoulement selon trois axes : statistique, topologique et fréquentiel. L'objectif est double. On cherche d'une part à évaluer la qualité de la base de données expérimentale. D'autre part, on tente de dégager des caractéristiques et des phénomènes (structures primaires, *etc.*) ayant déjà été mis en évidence dans la littérature sur des configurations différentes, généralement pour un nombre de Reynolds plus faible.

### 3.1 Caractérisation statistique

Cette section est dédiée à la description des champs de vitesse et de température, moyens et fluctuants, mesurés à l'aide des méthodes LDV, S-PIV et fil froid. On vérifie dans un premier temps (section 3.1.1) que la condition de sortie de l'injecteur présente les caractéristiques d'un écoulement de conduite pleinement développé. Après avoir caractérisé les propriétés du jet libre (section 3.1.2), on fournit une description complète de la structuration de l'écoulement pour la configuration d'impact (section 3.1.3). Enfin, on présente (section 3.1.5) la distribution du nombre de Nusselt et la température adiabatique au niveau de la paroi d'impact, obtenues par la méthode TheFA. Dans la suite du document, les distances sont adimensionnées par le diamètre de la conduite  $D$ , les vitesses par la vitesse débitante  $U_j$  et la température par l'écart  $\Delta T = T_j - T_e$ .

#### 3.1.1 Condition d'injection

La description de l'état de l'écoulement à la sortie de la conduite est primordiale. Il s'agit tout d'abord de vérifier que le montage expérimental permet bien de retrouver les caractéristiques d'un



l'écoulement de conduite pleinement développé. En outre, les profils de vitesse et de température, moyens et fluctuants, mesurés au niveau du plan de sortie seront utilisés pour définir la condition limite associée au jet lors des simulations numériques (chapitres 4 et 5). Les profils à la sortie de la conduite présentés ci-dessous ont été mesurés à  $x/D = 0,02$  en aval du plan de sortie.

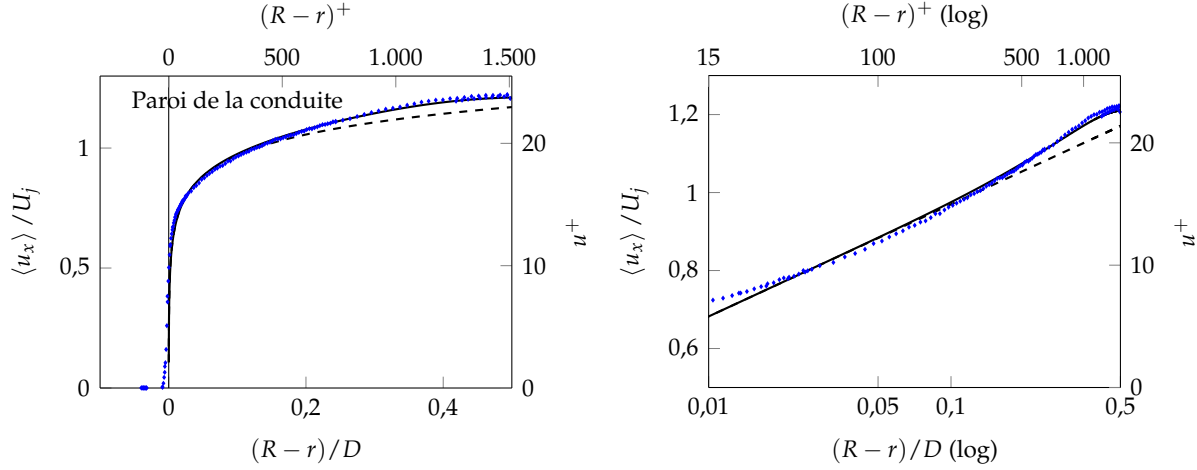


FIGURE 3.1 – Profil de vitesse axiale à la sortie de la conduite ( $x/D = 0,02$ ). (•) LDV. (—) Loi analytique. (---) Loi logarithmique uniquement.

**Profil de vitesse** La figure 3.1 représente le profil de vitesse axiale moyenne  $\langle u_x \rangle$  obtenu par LDV à la sortie du jet. On retrouve le profil de vitesse caractéristique, non-uniforme, d'une conduite pleinement développée, avec la vitesse maximale  $U_m = 31,5 \text{ ms}^{-1}$  au centre du jet ( $r/D = 0$ ). Afin de vérifier que ce profil correspond bien à celui d'une conduite, nous tentons de faire correspondre une loi analytique pertinente sur les mesures. La loi analytique avec laquelle on se propose de travailler est composée de la loi logarithmique pour la région pleinement turbulente et d'une loi spécifique pour la région de sillage :

$$u^+ = \frac{\langle u_x \rangle}{u_\tau} = \underbrace{\frac{1}{K} \ln(R-r)^+ + C}_{\text{loi-log}} + \overbrace{\frac{2\Pi}{\kappa} \mathcal{W}\left(\frac{r}{R}\right)}^{\text{sillage}} \quad (3.1)$$

avec  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$  la vitesse de frottement et  $(R-r)^+ = (R-r)u_\tau/\nu$  la distance à la paroi de la conduite en unité de paroi. Pour la loi logarithmique, on prend la constante de von Kármán  $K = 0,41$  et  $C = 5,0$ . Pour le sillage, nous nous basons sur la corrélation proposée par Nagib et Chauhan (2008) sur la base de leurs mesures dans des écoulements de conduite :

$$\mathcal{W}\left(\frac{r}{R}\right) = \left(1 - \frac{\ln\left(\frac{r}{R}\right)}{2\Pi}\right) \frac{1 - \exp\left(\left(\frac{r}{R}\right)^3 \left[p_2 \left(\left(\frac{r}{R}\right) - \frac{4}{3}\right) + p_3 \left(\left(\frac{r}{R}\right)^3 - 1\right) + p_4 \left(\left(\frac{r}{R}\right)^4 - \frac{7}{3}\right)\right]\right)}{1 - \exp\left[-(p_2 + 3p_3 + 4p_4)/3\right]} \quad (3.2)$$

avec  $p_2 = 4,075$ ,  $p_3 = -6,911$ ,  $p_4 = 4,876$  et  $\Pi = 0,21$ . L'unique paramètre à ajuster dans le profil analytique (3.1) est la vitesse de frottement  $u_\tau$ . La minimisation, au sens des moindres carrés, de l'écart entre (3.1) et les mesures LDV donne une vitesse de frottement  $u_\tau = 1,310 \text{ ms}^{-1}$ . On constate à la figure 3.1 que le profil analytique obtenu avec cette valeur de  $u_\tau$  est proche du profil

mesuré sur toute la section de la conduite. On a également tracé à la figure 3.1 la loi logarithmique seule, sans la loi de sillage. Ceci permet de marquer la frontière entre la région pleinement turbulente et le sillage, qui se situe ici autour de  $(R - r)/R = 0,6$ .

On peut comparer la vitesse de frottement obtenue avec celle fournie par la loi de frottement de Prandtl (Schlichting 1979), valable pour les conduites pleinement développées lisses :

$$\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} = 2 \log_{10} \sqrt{\Lambda} \text{Re}_D - 0,8 \quad (3.3)$$

avec  $u_\tau/U_j = \sqrt{\Lambda/8}$ . Pour  $\text{Re}_D = 60\,000$ , la relation (3.3) donne  $u_\tau = 1,292$  m/s, soit une valeur de 14% inférieure à la vitesse de frottement associée à notre loi analytique.

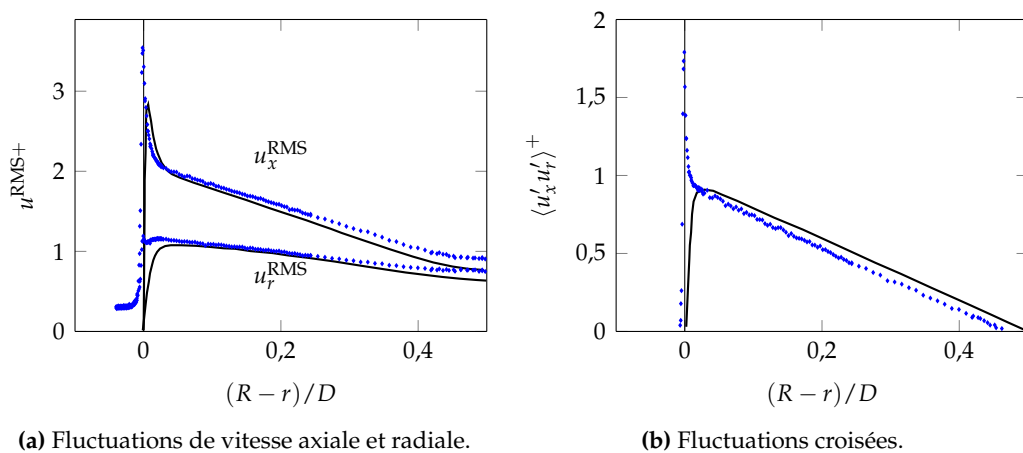


FIGURE 3.2 – Profil des fluctuations à la sortie de la conduite ( $x/D = 0,02$ ). (•) LDV. (—) DNS de Wu et Moin (2008).

**Fluctuations turbulentes** La figure 3.2a représente les fluctuations de vitesse axiale  $u_x^{\text{RMS}}$  et radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  mesurées par LDV à la sortie de la conduite. La figure 3.2b représente les fluctuations croisées  $\langle u'_x u'_r \rangle$ . Les grandeurs sont adimensionnées par la vitesse de frottement  $u_\tau$  et comparées aux profils obtenus par Wu et Moin (2008) à l'aide d'une simulation DNS d'une conduite pleinement développée à un nombre de Reynolds du même ordre de grandeur que celui de notre configuration ( $\text{Re}_D = 44\,000$ ). On constate que nos mesures sont proches des données issues de la DNS. Les différences les plus importantes se situent juste au-dessus de la paroi, avec une valeur plus élevée de  $u_x^{\text{RMS}}$  pour nos mesures (figure 3.2a) et la présence d'un pic dans le profil des fluctuations croisées  $\langle u'_x u'_r \rangle$  (figure 3.2b). Ces différences s'expliquent par le fait que les mesures LDV sont réalisées légèrement en aval de la sortie et que le jet a déjà commencé son développement vers une couche de mélange.

La figure 3.2a montre que l'écoulement de conduite est caractérisé par un taux de turbulence élevé sur toute la section de sortie. Au centre de la conduite ( $r/D = 0$ ), le taux de turbulence est de 4% avec les fluctuations axiale  $u_x^{\text{RMS}}$  et radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  d'intensité similaire. À l'approche de la paroi les fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  augmentent progressivement puis forment un pic au-dessus de la paroi. Les fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  augmentent quant à elles légèrement. Le taux de turbulence en proche paroi atteint 12%.

L'accord entre le profil moyen de vitesse et les fluctuations de vitesse avec des données obtenues sur des conduites pleinement développées nous garantit que l'écoulement en sortie de notre conduite peut être qualifié de pleinement turbulent et en équilibre.

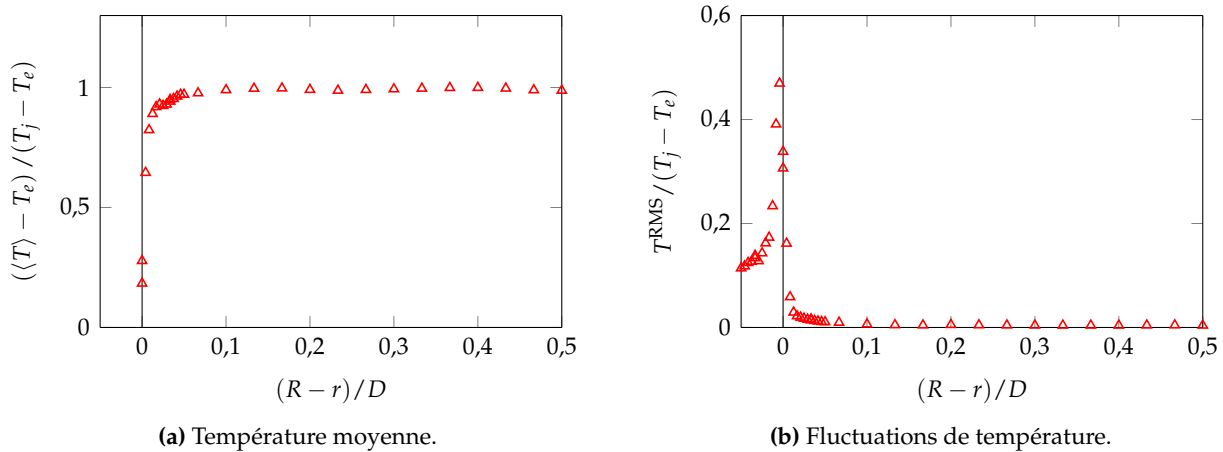


FIGURE 3.3 – Condition thermique à la sortie de la conduite ( $x/D = 0,02$ ). ( $\Delta$ ) Mesures fil froid.

**Température** La figure 3.3 montre le profil de température moyenne  $\langle T \rangle$  et les fluctuations de température  $T^{\text{RMS}}$  à la sortie de la conduite, mesurés par fil froid. Contrairement au profil de vitesse axiale, le profil de température est uniforme et égal à la température du jet  $T_j = 130^\circ\text{C}$  sur toute la section. Les fluctuations de température sont quasi-nulles sur l'ensemble de la section. Un pic apparaît néanmoins au niveau de la paroi ( $R - r = 0$ ). Comme pour les fluctuations de vitesse, ce pic est lié au fait que les profils sont mesurés légèrement en aval de la sortie.

### 3.1.2 Caractérisation du jet libre

Afin de déterminer la longueur du noyau potentiel  $L_n$  du jet complètement libre, des mesures préliminaires LDV et fil froid ont été effectuées sans la paroi d'impact mais pour une condition d'injection identique à la configuration en impact ( $\text{Re}_D = 60\,000$  et  $T_j = 130^\circ\text{C}$ ). La figure 3.4 montre l'évolution de la vitesse axiale et de la température moyenne ainsi que les fluctuations de vitesse et de température le long de l'axe de symétrie du jet ( $r/D = 0$ ). La vitesse axiale au centre du jet (figure 3.4a) se maintient à une valeur proche de la vitesse maximale à la sortie du jet jusqu'à environ  $x/D = 4$ , où elle atteint  $0,95U_m$ . Cette valeur est généralement utilisée pour définir la longueur  $L_n$  du noyau potentiel d'un jet (section 1.1.2). En aval de cette position, la vitesse au centre du jet diminue progressivement. Contrairement à un jet issu d'une buse convergente (figure 1.6), on constate que la vitesse axiale au centre du jet a déjà légèrement baissé depuis la sortie de la conduite jusqu'à la fin du noyau potentiel. La diffusion turbulente dans le noyau du jet explique cette légère diminution de vitesse.

Les fluctuations de vitesse axiale  $u_x^{\text{RMS}}$  et radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 3.4b), initialement non-nulles, augmentent légèrement dans le noyau potentiel jusqu'à la fin de ce dernier où elles subissent une augmentation plus abrupte suite à la pénétration de la couche de mélange dans le cœur du jet.

On a également représenté à la figure 3.4 l'évolution de la température moyenne  $\langle T \rangle$  et des fluctuations de température  $T^{\text{RMS}}$  le long de l'axe. La température se maintient rigoureusement à

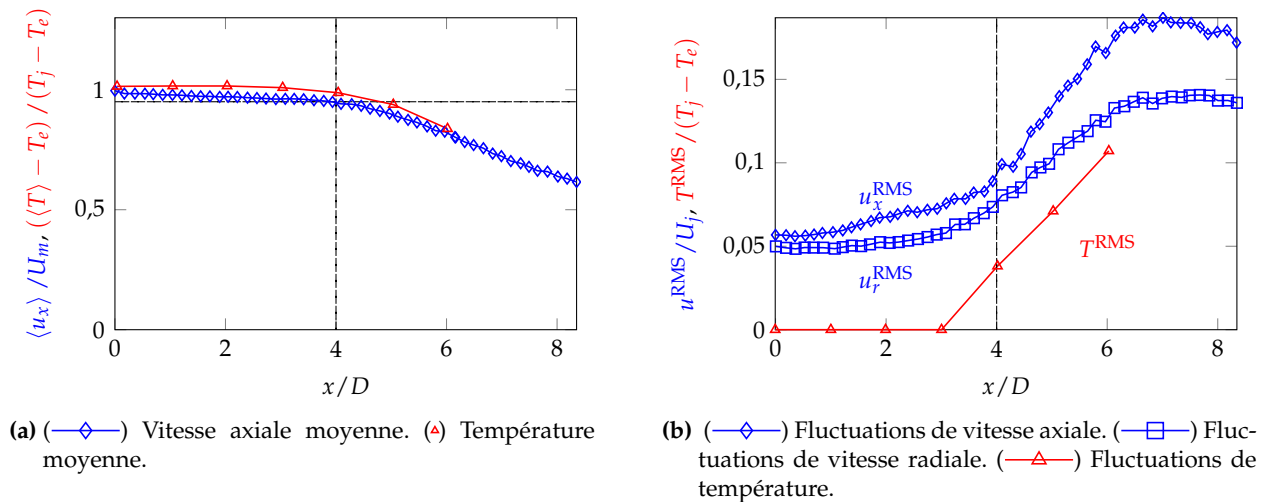


FIGURE 3.4 – Profil des vitesses et température, moyennes et fluctuantes, le long de l'axe du jet ( $r/D = 0$ ).

la température de sortie  $T_j$  jusqu'à la fin du noyau potentiel, après lequel elle finit par décroître. Les fluctuations de température  $T^{\text{RMS}}$  sont nulles jusqu'à la fin du noyau potentiel.

Il ressort donc de ces mesures que la longueur du noyau du jet  $L_n$  est compris entre 3 et 4 diamètres. Cette longueur est légèrement plus courte que celle de  $4,8D$  mesurée par [Ashforth-Frost et Jambunathan \(1996\)](#) pour un jet non-confiné issu d'une conduite (section 1.3.2). Ce raccourcissement peut être expliqué par le caractère non-isotherme de notre jet et la diminution de la longueur du noyau généralement observée sur ce type de configuration ([Kataoka 1985](#)). D'après l'équation (1.14), la diminution de  $L_n$  à cause des effets de température est de 8,5% pour notre configuration thermique ( $\rho_e = 1,185 \text{ kg m}^{-3}$  et  $\rho_j = 0,876 \text{ kg m}^{-3}$ ). Ce qui donne une longueur de  $4,4D$  plus proche de nos observations.

Notre paroi étant située à une distance  $H = 3D$  de la sortie de la conduite, l'impact aura donc lieu avant la disparition du noyau du jet.

### 3.1.3 Caractérisation statistique du jet en impact

#### 3.1.3.1 Structuration aérodynamique

La figure 3.5 présente les champs de vitesse moyens mesurés dans le plan longitudinal par S-PIV. Nous n'avons pas représenté le champ moyen de la vitesse azimutale  $\langle u_\theta \rangle$ . Pour une configuration statistiquement axisymétrique, elle est théoriquement nulle. La vitesse azimutale moyenne mesurée est faible sur l'ensemble du domaine ( $\langle u_\theta \rangle < 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ), indiquant que notre configuration est bien axisymétrique en moyenne. À partir de la figure 3.5, on retrouve les trois zones caractéristiques d'un jet en impact (section 1.3.2) : la région de jet libre, la région d'impact et le jet pariétal. En aval de la sortie de la conduite, le jet subit une expansion radiale jusqu'à ressentir la présence de la paroi où l'écoulement est ralenti et dévié dans la région d'impact. L'écoulement est progressivement accéléré à partir du point d'arrêt jusqu'à atteindre une vitesse radiale maximale  $\langle u_r \rangle / U_j = 1,1$  vers  $r/D = 1$  (loupe à la figure 3.5b), délimitant la frontière entre la région d'impact et le jet pariétal. Les lignes de courant (figure 3.5a) mettent en évidence le parcours de l'air ambiant entraîné par le jet. On observe notamment la création d'un bulbe de recirculation derrière

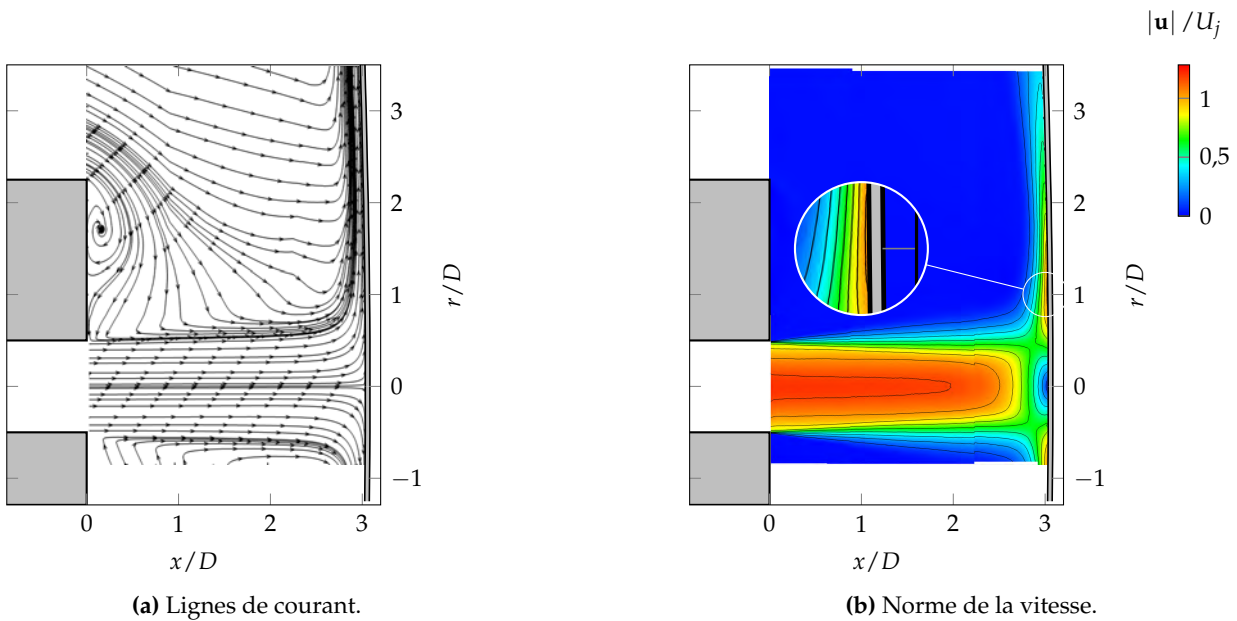


FIGURE 3.5 – Champs moyens mesurés par S-PIV.

la paroi verticale au niveau de la sortie du jet. Ce bulbe est provoqué par le contournement du capot extérieur. Sur la base d'instantanés S-PIV, nous avons observé que ce bulbe est stationnaire.

Les figures 3.6 et 3.7 présentent les champs fluctuants mesurés par S-PIV. Dans la région du jet

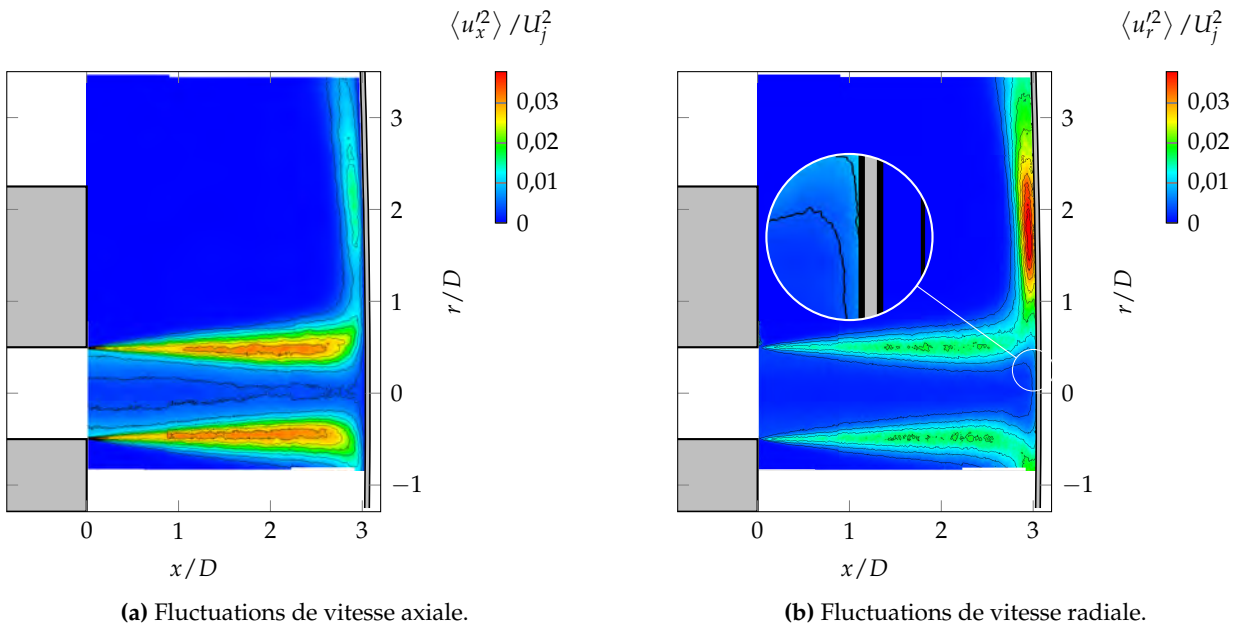


FIGURE 3.6 – Champs fluctuants mesurés par S-PIV.

libre, on observe le développement de la couche de mélange dans laquelle le niveau des fluctuations de vitesse est élevé par rapport à celui au cœur du jet. L'intensité des fluctuations est dans l'ordre suivant :  $u_x^{\text{RMS}} > u_\theta^{\text{RMS}} > u_r^{\text{RMS}}$ , ce qui est classique pour un écoulement cisailé libre. On observe clairement que la couche de mélange n'a pas atteint le cœur du jet au moment de l'im-

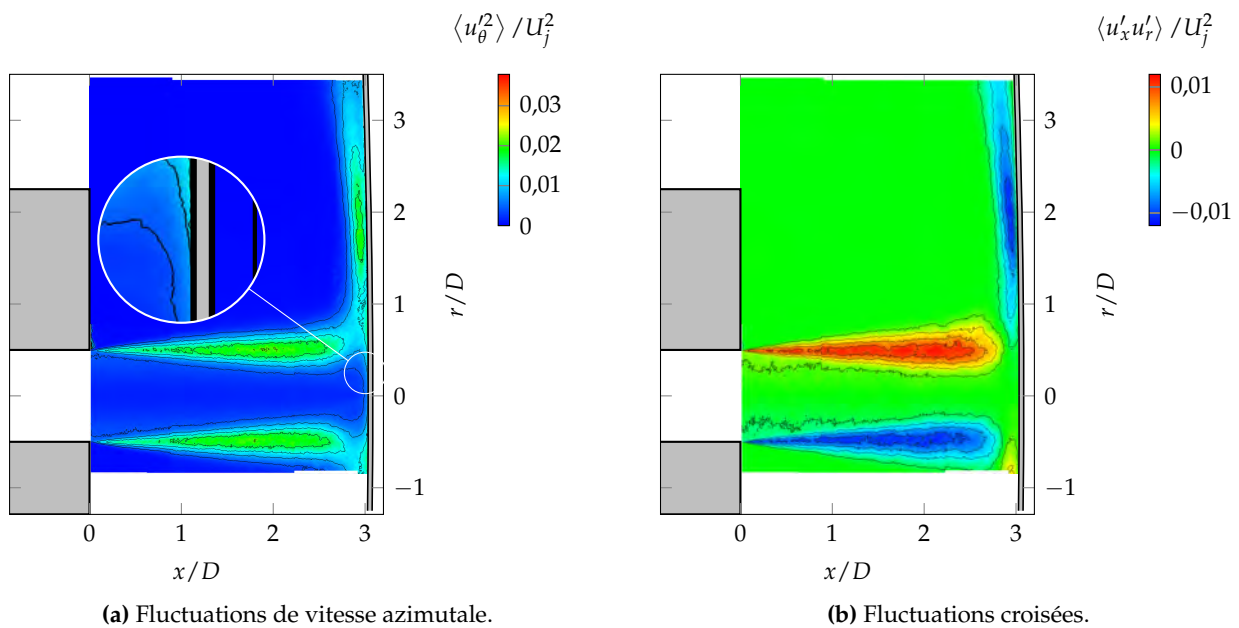


FIGURE 3.7 – Champs fluctuants mesurés par S-PIV.

pect. Dans le cœur du jet, les fluctuations se maintiennent à un niveau proche de celui en sortie de la conduite. Dans la région d'impact, on constate l'amortissement des fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  au-dessus de la paroi d'impact (figure 3.6a). À proximité de la paroi les fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  augmentent (loupe à la figure 3.6b). Le même comportement est observé pour les fluctuations azimutales  $u_\theta^{\text{RMS}}$  (loupe à la figure 3.7a) dont le niveau est similaire à celui des fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 3.6b). On retrouve l'état turbulent axisymétrique, mis en évidence par les mesures de Nishino et al. (1996) et la simulation numérique de Uddin et al. (2009) dans la région d'impact (section 1.3.2). Dans le jet pariétal, on observe une intensification des fluctuations turbulentes. Les fluctuations les plus élevées sont atteintes vers  $r/D = 2,1$  pour la vitesse axiale et  $r/D = 1,8$  pour la vitesse radiale. Dans cette région, on a  $u_r^{\text{RMS}} > u_\theta^{\text{RMS}} > u_x^{\text{RMS}}$ .

À la figure 3.8a, on a représenté le champ de vitesse axiale moyen dans un plan de mesure S-PIV transverse à la position axiale  $x/D = 1,5$ . On constate que la symétrie du jet par rapport à l'axe est très satisfaisante. La figure 3.8b montre l'énergie cinétique turbulente pour ce même plan. On observe le caractère annulaire de la couche de mélange du jet. On peut noter une légère dissymétrie de  $k$  probablement lié à un manque de convergence statistique. L'artefact observé en  $(z/D = -0,5, y/D = -0,5)$  est lié à un défaut sur une partie du capteur CCD d'une des caméras.

Afin d'évaluer l'influence de la paroi d'impact sur le jet libre, nous avons comparé l'évolution de la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  sur l'axe du jet en configuration libre et en configuration d'impact. La figure 3.9 montre que la paroi provoque un ralentissement important à partir de  $x/D = 2,2$  soit à  $0,8D$  au-dessus de la paroi d'impact. Cette position définit généralement la frontière entre la région de jet libre et la région d'impact. En amont de cette position, le développement du jet n'est pas influencé par la paroi. La figure 3.9 montre également que la présence de la paroi se fait ressentir plus tardivement (à environ  $0,2D$  au-dessus de la paroi) pour les fluctuations de vitesse axiale  $u_x^{\text{RMS}}$  que pour la vitesse axiale moyenne  $\langle u_x \rangle$ .

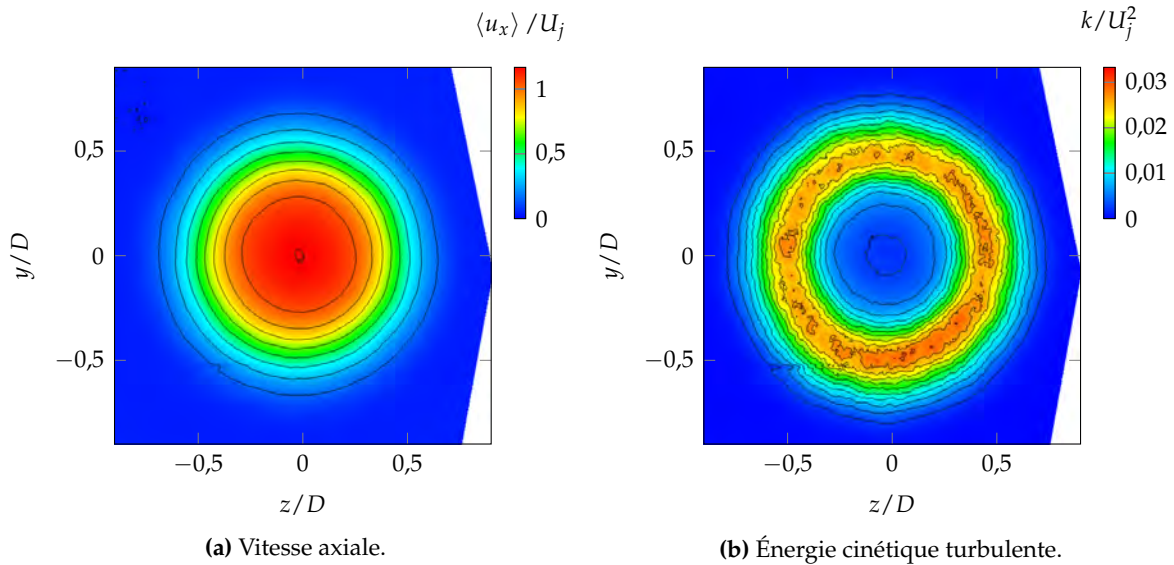


FIGURE 3.8 – Champs statistiques mesurés par S-PIV dans le plan transversal  $x/D = 1,5$ .

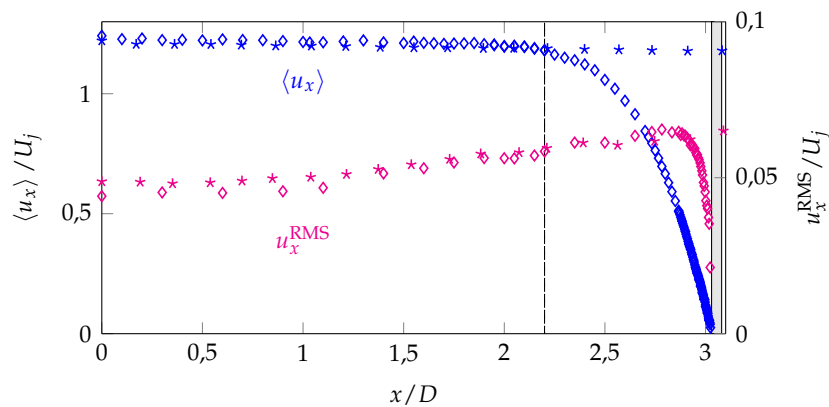
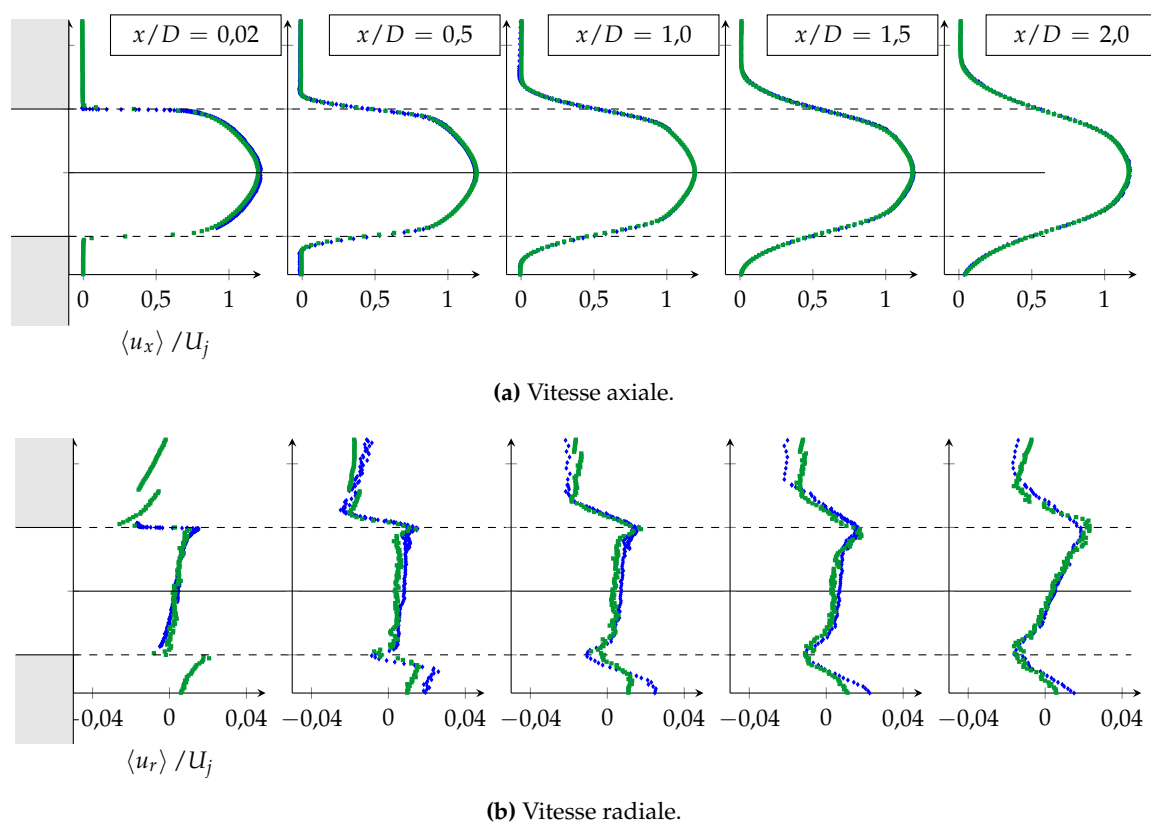


FIGURE 3.9 – Évolution de la vitesse axiale moyenne et fluctuante le long de l'axe du jet. (—) Configuration en impact. (\*) Configuration libre.

On s'intéresse maintenant aux profils mesurés, à l'aide des méthodes LDV et S-PIV, dans le jet libre et au-dessus de la paroi d'impact.

**Jet libre** La figure 3.10 présente les profils moyens de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions axiales dans le jet libre. On constate tout d'abord que les profils sont bien symétriques par rapport à l'axe. L'accord entre les mesures LDV et S-PIV est très satisfaisant. On rappelle que la taille de la fenêtre d'interrogation  $\Delta_{FI}$  nécessaire au calcul des déplacements en S-PIV a été sélectionnée dans cet objectif (section 2.3). La figure 3.11 présente les champs fluctuants dans le jet libre. La symétrie et l'accord entre mesures est à nouveau très satisfaisant. On peut toutefois noter une légère sous-estimation des fluctuations pour la S-PIV en  $x/D = 2$ .



**FIGURE 3.10** – Comparaison des profils aérodynamiques moyens pour plusieurs positions axiales dans la région de jet libre. (•) Mesures LDV. (◦) Mesures S-PIV. (Lignes pointillées) Lignes de mélange  $r/D = \pm 0,5$ .



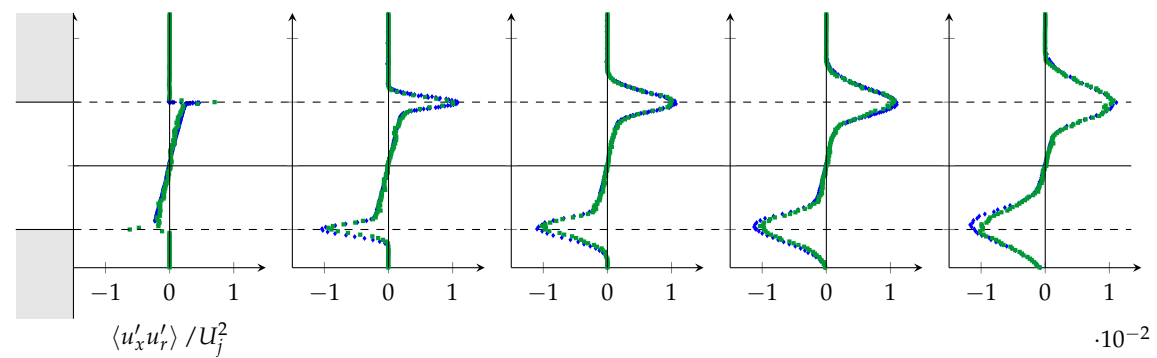
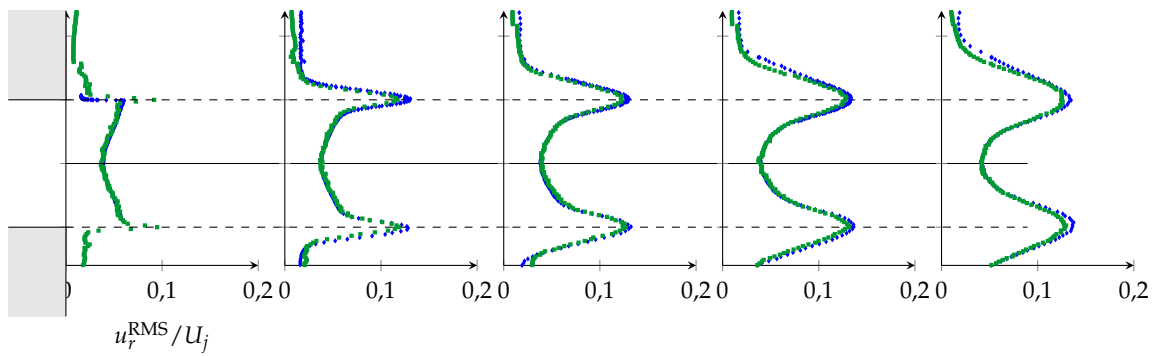
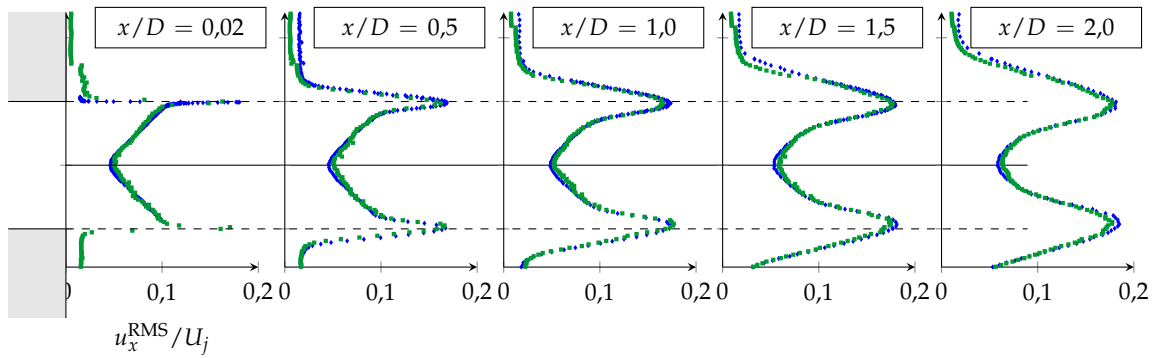


FIGURE 3.11 – Comparaison des profils aérodynamiques fluctuants pour plusieurs positions axiales dans la région de jet libre. (•) Mesures LDV. (◦) Mesures S-PIV. (Lignes pointillées) Lignes de mélange  $r/D = \pm 0,5$ .

**Paroi d'impact** La figure 3.12 présente les profils moyens de la vitesse axiale et radiale pour différentes positions radiales au-dessus de la paroi d'impact. On s'intéresse d'abord à la vitesse radiale (figure 3.12a). L'accord entre les mesures S-PIV et LDV est très satisfaisant. Sur l'axe du jet la vitesse radiale est nulle. À partir de  $r/D = 0,5$ , on retrouve le profil de vitesse caractéristique d'une couche pariétale (section 1.3.2), avec la vitesse radiale maximale atteinte à une certaine hauteur au-dessus de la paroi. Cette vitesse décroît et cette hauteur augmente progressivement lorsque l'on s'éloigne du point d'impact à cause de l'expansion radiale du jet et du mélange avec l'écoulement ambiant. La position du maximum de vitesse (représentée par la ligne pointillée à la figure 3.12) définit la frontière entre la couche interne et la couche externe (section 1.3.2). Pour les positions  $r/D = 1,5$  et  $r/D = 3$ , on a reporté les résultats des mesures par fil chaud de Cooper et al. (1993) obtenues sur une configuration de jet en impact proche de la nôtre ( $H/D = 3$ ,  $Re_D = 70\,000$  pour une conduite pleinement développée). Mis à part les vitesses légèrement plus élevées observées, la forme des profils est très similaire. Notons toutefois que l'épaisseur de la couche interne mise en évidence par nos mesures est de l'ordre de 1 mm. Au regard de la résolution spatiale de la S-PIV (tableau 2.5) et de la distance d'approche minimale de 0,5 mm de la LDV, seulement quelques points sont accessibles dans la couche interne. Une caractérisation plus fine nécessiterait une configuration expérimentale différente.

À partir de  $r/D = 1$ , la vitesse axiale au-dessus de la paroi d'impact est faible (figure 3.12b). L'accord entre les mesures est satisfaisant, hormis en  $r/D = 1$  et  $1,5$ , où l'on constate l'apparition d'un pic de vitesse axiale au voisinage de la paroi pour la LDV.

La figure 3.13 présente les profils fluctuants de la vitesse axiale et radiale ainsi que les fluctuations croisées. Pour les positions au-delà de  $r/D = 1$ , on a représenté la frontière entre la couche interne et externe par une ligne pointillée. Dans la région d'impact ( $r/D = 0$  et  $0,5$ ), l'accord entre les mesures est satisfaisant. On observe l'amortissement des fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  au profit d'une augmentation des fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$ , avec le développement de la couche interne. Une différence marquée ( $\simeq 20\%$ ) entre les mesures LDV et S-PIV apparaît en  $r/D = 1$  et  $r/D = 1,5$  pour les fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 3.13b). En  $r/D = 1$ , le profil LDV marque un creux vers  $x/D = 2,95$  tandis que le profil S-PIV exhibe plutôt un plateau. En  $r/D = 1,5$ , le profil S-PIV présente un creux, mais nettement moins marqué que le profil LDV et les mesures de Cooper et al. (1993). L'incapacité de la S-PIV à prévoir correctement ce creux trouve probablement son origine dans le filtrage spatial inhérent à la résolution spatiale de la méthode. Le profil LDV étant le plus proche de celui de Cooper et al. (1993), on considère les mesures LDV comme celles de référence dans cette région.

Ce « creux » est en fait situé entre deux pics distincts. Le premier pic est situé à  $0,1D$  au-dessus de la paroi d'impact et correspond au maximum des fluctuations due au cisaillement turbulent dans la couche externe. Le second pic, situé au voisinage de la paroi, correspond aux fluctuations dues à la couche limite interne. Le « creux » entre les deux pics se situe au niveau de la frontière entre la couche externe et interne (ligne pointillée). Son intensité diminue et il finit par disparaître pour les positions radiales plus lointaines ( $r/D = 2,5$  et  $3$ ). À cette dernière position, les mesures S-PIV et LDV sont proches des mesures de Cooper et al. (1993).

À partir de  $r/D = 1$ , les profils des fluctuations de la vitesse axiale (figure 3.13a) ont une allure similaire, avec l'effet d'amortissement dû à la présence de la paroi, pour les deux techniques de mesure. À partir de  $r/D = 2$ , les fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  mesurées par S-PIV sont inférieures de 20% aux mesures LDV. Cette sous-estimation pourrait être attribuée à la diminution de la concentration de l'ensemencement due à l'expansion radiale du jet.

En ce qui concerne les fluctuations croisées  $\langle u'_x u'_r \rangle$  (figure 3.13c), les mesures S-PIV et LDV présentent des différences marquées en  $r/D = 1$  et  $r/D = 1,5$ , comme pour les fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$ .

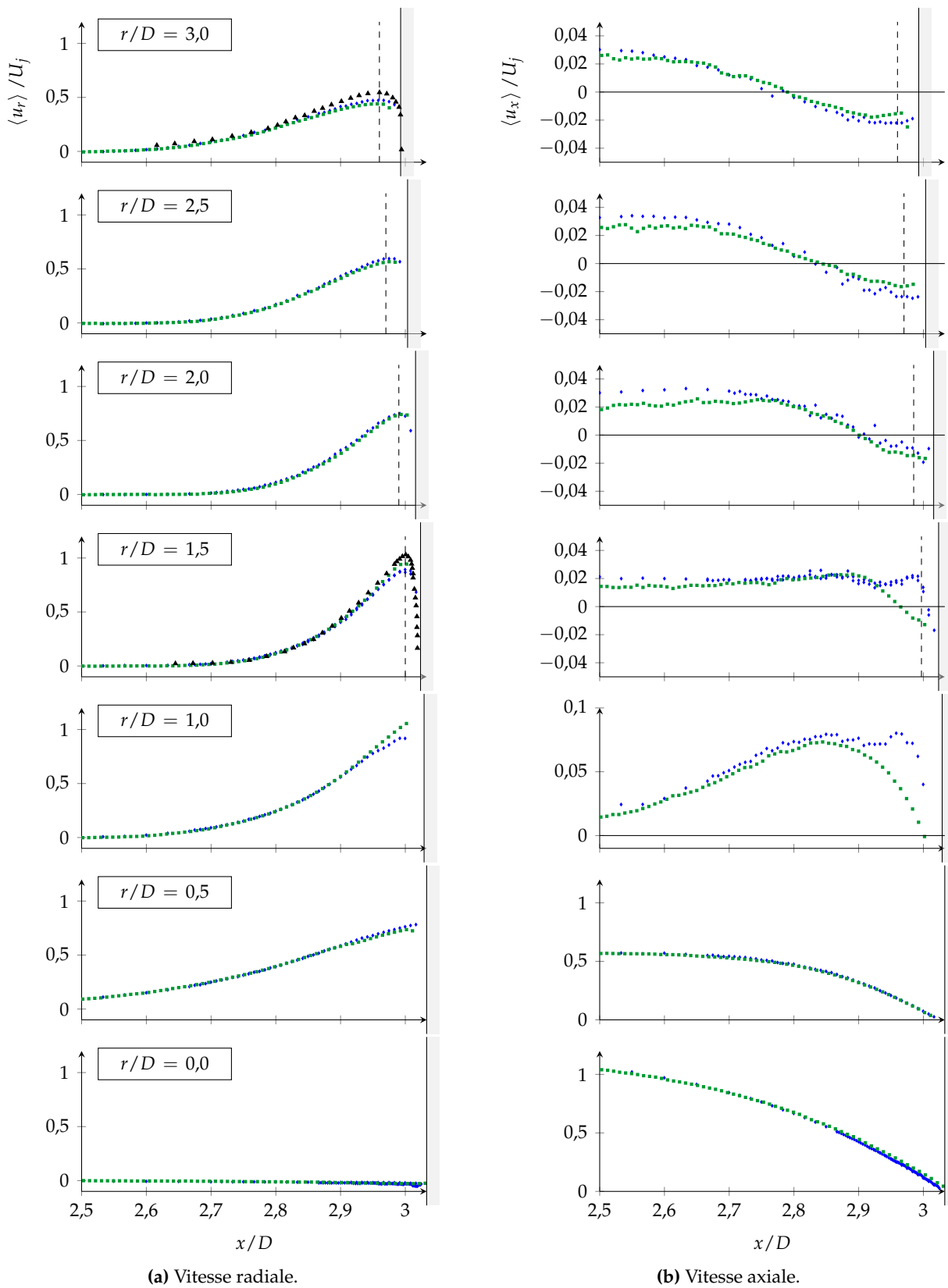
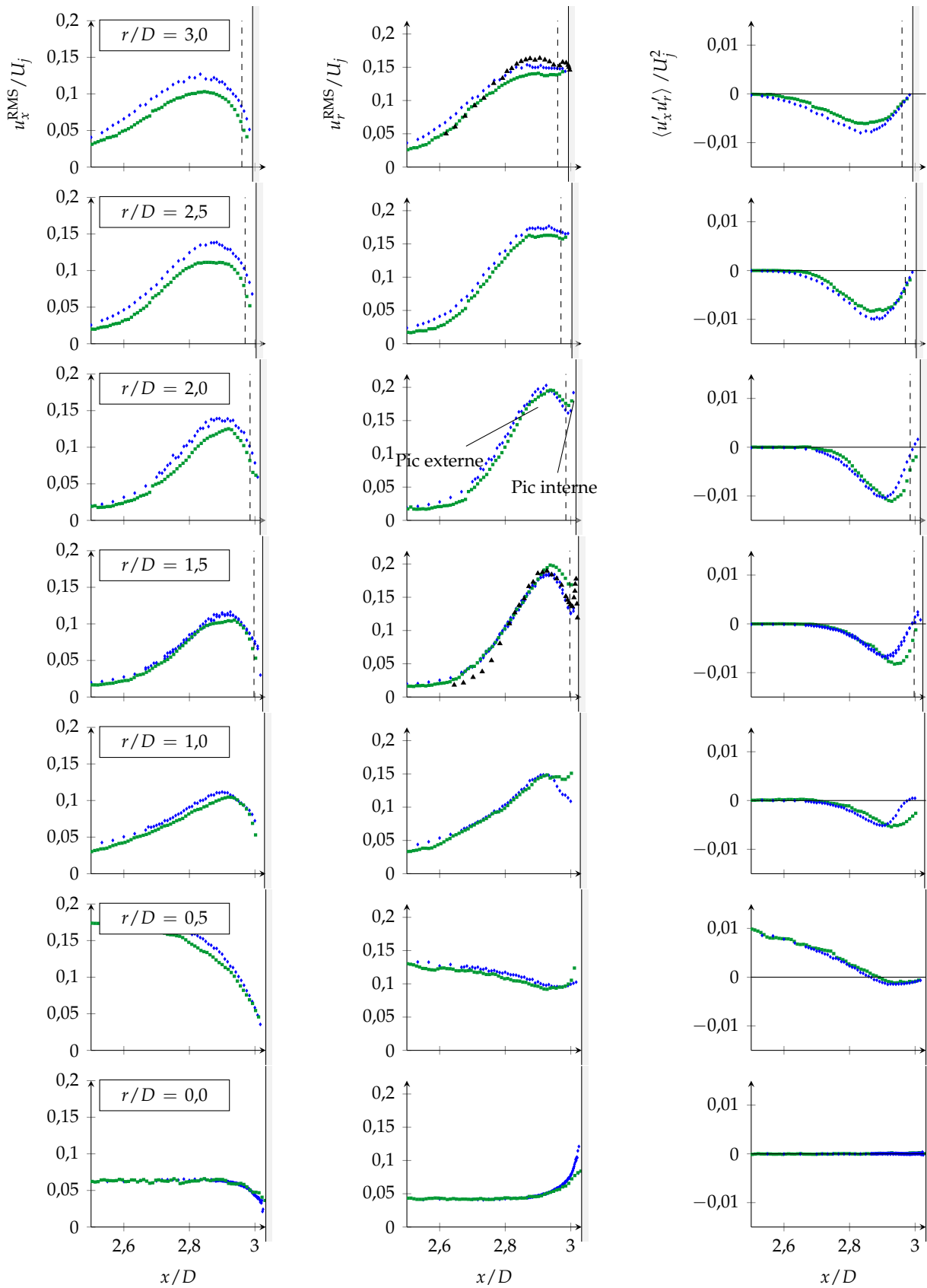


FIGURE 3.12 – Comparaison des profils aérodynamiques moyens pour plusieurs positions radiales au-dessus de la paroi d'impact. (•) Mesures LDV. (•) Mesures S-PIV. (▲) Données expérimentales (fil chaud) de Cooper et al. (1993). (Lignes pointillées) Position du maximum de la vitesse radiale.



**FIGURE 3.13** – Comparaison des profils aérodynamiques fluctuants pour plusieurs positions radiales au-dessus de la paroi d’impact. (•) Mesures LDV. (◻) Mesures S-PIV. (▲) Données expérimentales (fil chaud) de Cooper et al. (1993). (Lignes pointillées) Position du maximum de la vitesse radiale.

**Entraînement** La figure 3.14 présente les profils de vitesse moyenne obtenus par LDV au-dessus du capot extérieur au niveau du plan de sortie et à 3 diamètres en amont. En  $x/D = -3$ , l'entraînement du jet se traduit par un écoulement quasiment parallèle au capot extérieur, avec le développement d'une couche limite. La vitesse à l'extérieur de la couche limite est de l'ordre de 2% de la vitesse du jet. En  $x/D = 0$ , le contournement du coin du capot provoque une accélération locale de l'écoulement visible sur la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$ .

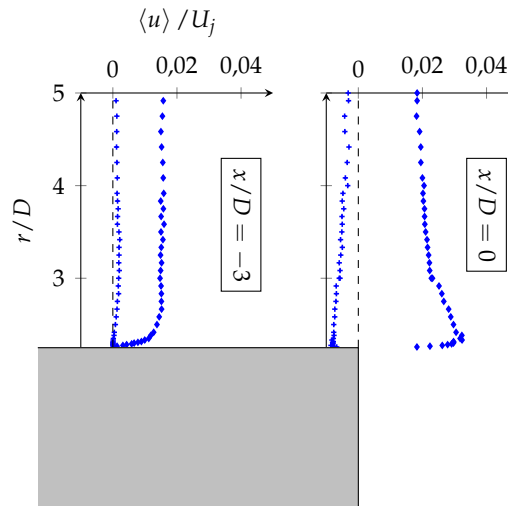


FIGURE 3.14 – Profils de vitesse au-dessus du capot extérieur. (•) Vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$ . (◦) Vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$ .

### 3.1.3.2 Structuration thermique

**Température de la plaque lors des mesures** Les mesures dans l'écoulement (LDV, S-PIV et fil froid) ont été réalisées à l'équilibre thermique : la plaque de titane a été soumise à l'écoulement depuis un temps suffisamment long pour qu'un état thermique stationnaire soit atteint. Dans cet état, la distribution de température sur la face avant  $T_p$  résulte de l'équilibre (figure 2.33) entre le flux de chaleur en convection forcée sur la face avant  $\varphi_p$  et :

- ▷ Le flux de chaleur dû à la convection naturelle sur la face arrière;
- ▷ Les pertes radiatives avec l'environnement à température ambiante;
- ▷ La diffusion thermique dans la plaque.

La figure 3.15a présente la cartographie de la température de paroi à l'état stationnaire. Elle correspond au champ de température en face avant calculé par la méthode ThEFA à la fin du transitoire (section 2.5). On constate que cette distribution présente une bonne symétrie azimutale autour du point d'impact. Ceci est une façon de vérifier que l'écoulement moyen impactant la plaque est axisymétrique. La moyenne azimutale du champ de température est représentée à la figure 3.15b. La température est maximale au point d'impact où elle vaut  $113^\circ\text{C}$  et décroît de manière monotone lorsque l'on s'éloigne de l'axe.

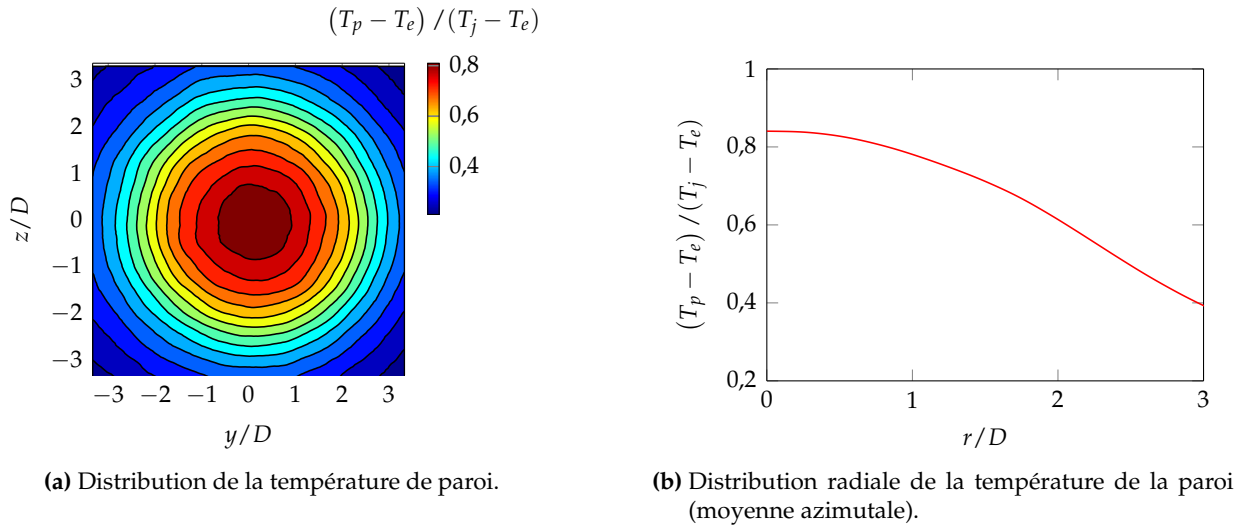


FIGURE 3.15 – Température de paroi  $T_p$  à l'état stationnaire.

On s'intéresse maintenant aux champs de température moyens et fluctuants, mesurés à l'aide du fil froid, dans le jet libre et au-dessus de la paroi d'impact.

**Jet libre** La figure 3.16 représente les profils de température pour plusieurs positions axiales dans le jet libre. Le développement du jet se marque sur les profils moyens de température par la

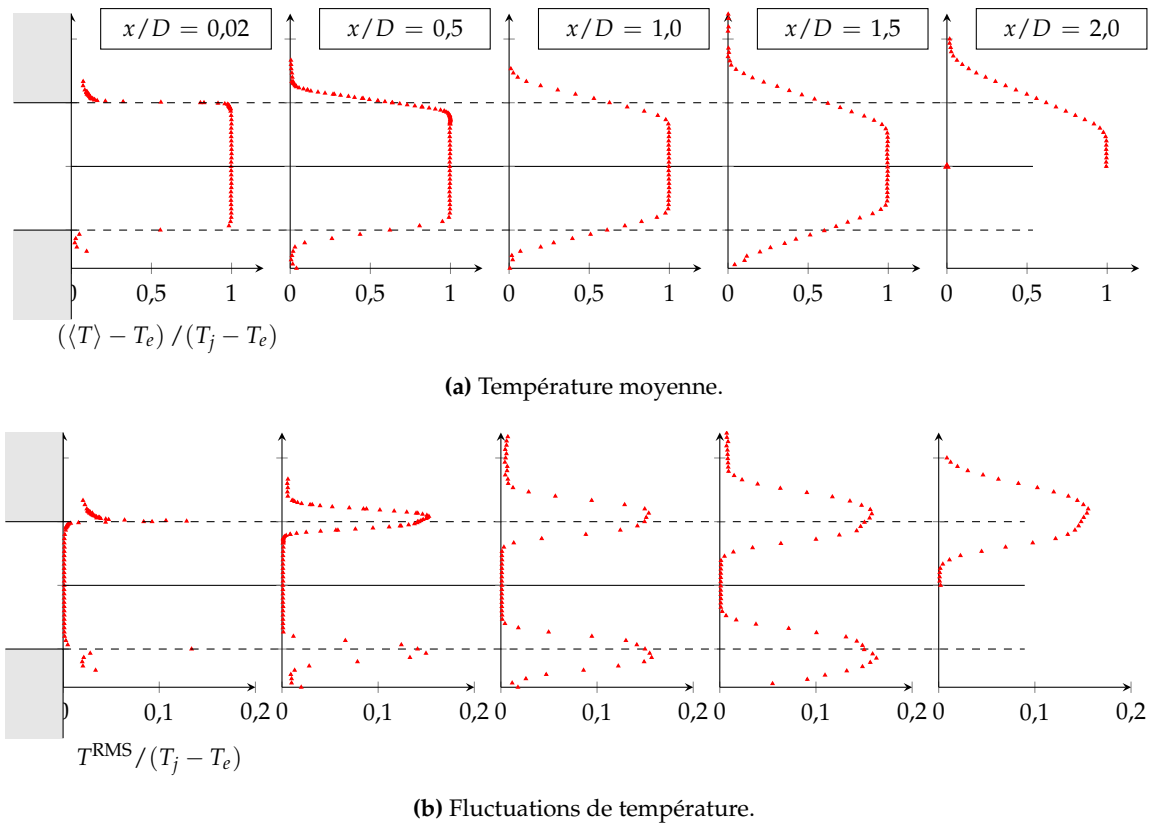


FIGURE 3.16 – Profils thermiques moyens et fluctuants pour plusieurs positions axiales dans la région de jet libre. (•) Mesures fil froid. (Lignes pointillées) Lignes de mélange  $r/D = \pm 0,5$ .

réduction progressive de la région centrale où la température se maintient à  $T_j$  et où les fluctuations de température sont nulles. Dans la couche de mélange ( $r/D = 0,5$ ), les profils des fluctuations de température présentent une allure différente par rapport aux profils des fluctuations de vitesse : ils ne présentent pas de « symétrie » vis-à-vis de la ligne de mélange. On observe plutôt une « pente » linéaire orientée vers l'intérieur du jet.

**Paroi d'impact** À la figure 3.17, on a représenté les profils moyens et fluctuants de température mesurés pour plusieurs positions radiales au-dessus de la paroi d'impact. La température de la paroi  $T_p$ , issue de la distribution présentée à la figure 3.15b, est également représentée. Sur l'axe du jet ( $r/D = 0$ ), la température reste égale à  $T_j$  jusqu'à l'impact. La figure 3.17a montre que la température dans la couche pariétale atteint également une valeur maximum à une certaine position au-dessus de la paroi d'impact, comme pour les profils moyens de la vitesse radiale (figure 3.12a). Cette position détermine la frontière entre la couche pariétale thermique interne et la couche thermique externe, représentée par une ligne pointillée à la figure 3.17. À l'instar de la vitesse radiale, le maximum de température diminue et sa position s'éloigne de la paroi lorsque  $r$  augmente. Il s'avère toutefois que l'épaisseur de la couche interne thermique est plus faible que la couche interne aérodynamique. Dans la couche pariétale, les profils de fluctuations de température (figure 3.17) présentent un changement de pente abrupt légèrement au-dessus de la paroi d'impact ( $r/D = 1,5$  à 3, figure 3.17b). La position de ce dernier correspond à la frontière entre la couche thermique interne et externe (lignes pointillées). Les fluctuations de température de l'écoulement les plus élevées sont rencontrées dans la région entre  $r/D = 1,5$  et  $r/D = 2$ , là où les fluctuations de vitesse sont également les plus élevées.

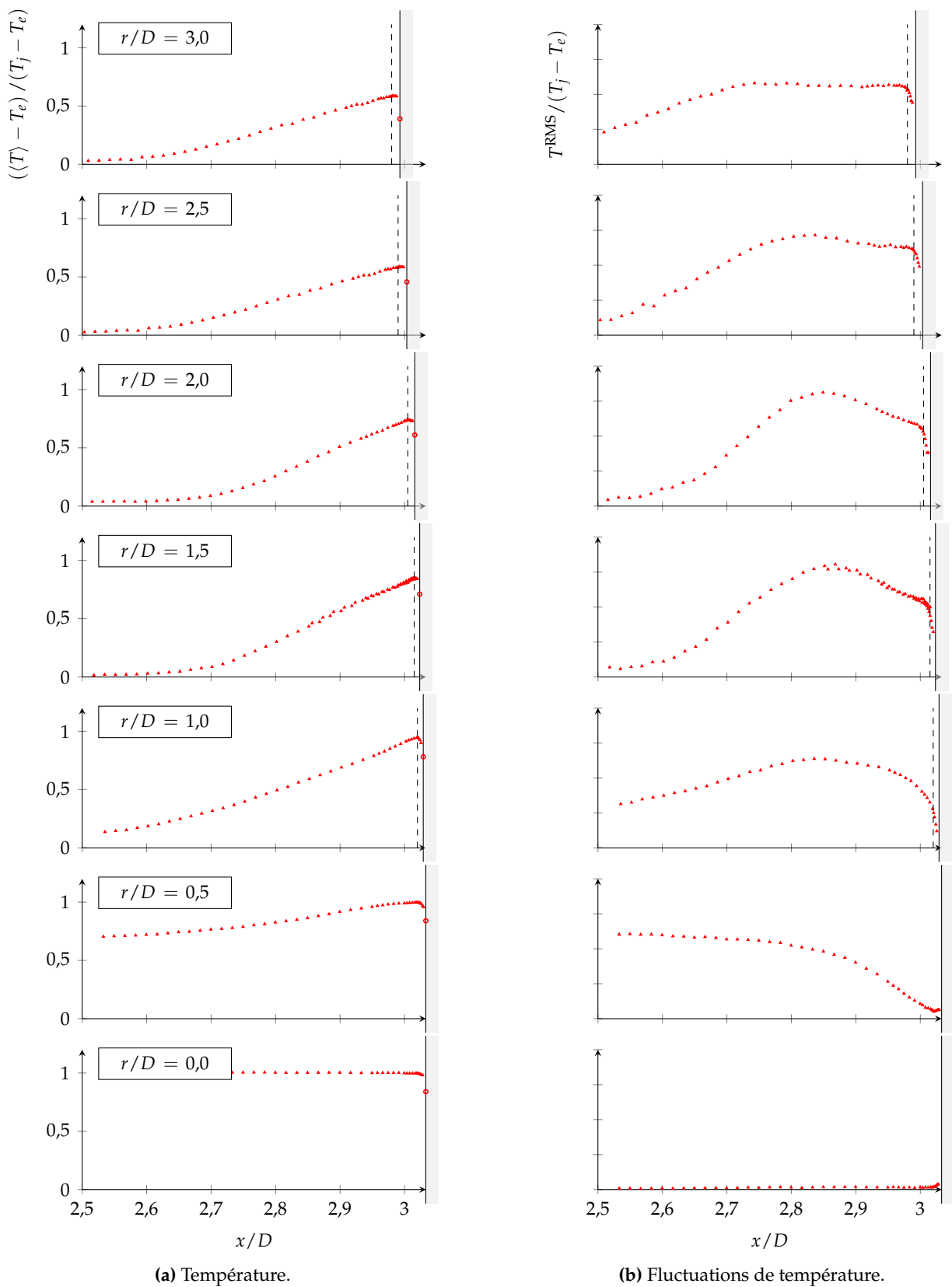


FIGURE 3.17 – Profils thermiques moyens et fluctuants pour plusieurs positions radiales au-dessus de la paroi d'impact. (♦) Mesures fil froid. (◦) Température de la paroi mesuré par la méthode ThEFA. (Lignes pointillées) Position du maximum de température.



### 3.1.4 Correction géométrique

On a mentionné à la section 2.1 que la paroi d'impact se déforme légèrement sous l'effet de la température. Afin de pouvoir comparer nos résultats de mesure à une configuration de plaque complètement plane, l'application d'une correction géométrique est nécessaire. Cette correction est uniquement appliquée aux profils au-dessus de la paroi d'impact (figures 3.12 et 3.13) et se compose de deux opérations :

1. Correction du décalage de la paroi par rapport à la position d'impact de référence en  $x = 3D$ ;
2. Correction de rotation afin de tenir compte de l'angle entre la tangente locale à la plaque déformée et la direction verticale de la paroi d'impact de référence.

Cette correction consiste en fait à ne plus décrire le profil de la couche pariétale dans le repère absolu ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_r$ ), avec les vitesses  $\langle u_x \rangle$  et  $\langle u_r \rangle$  associées, mais dans le repère local obtenu par translation et rotation, où  $\langle u_x \rangle$  est la vitesse normale et  $\langle u_r \rangle$  la vitesse tangentielle à la paroi. La correction de décalage s'applique à toutes les grandeurs tandis que la correction de rotation s'applique aux vecteurs vitesse et au tenseur de Reynolds.

La figure 3.18 montre l'influence de la correction sur les profils aérodynamiques dans la couche

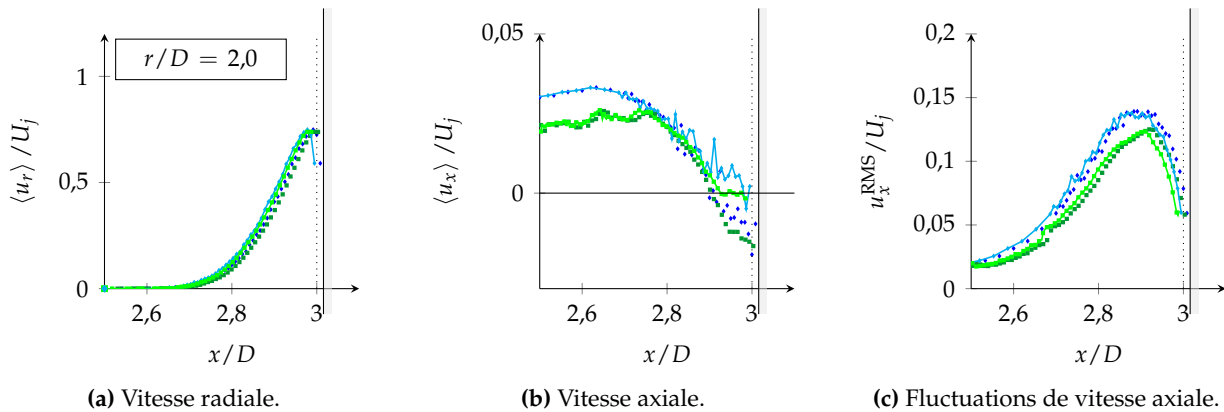


FIGURE 3.18 – Effet de la correction géométrique sur les grandeurs aérodynamiques en  $r/D = 2$ . (•) Profils LDV bruts, (—•—) Profils LDV corrigés, (•) Profils S-PIV bruts, (—■—) Profils S-PIV corrigés. (Ligne pointillée) Position de référence de la paroi en  $x = H$ .

pariétale à  $r/D = 2$ . La correction de décalage est symbolisée par le trait pointillé correspondant à la position de référence de plaque. On constate que la correction de rotation modifie principalement la composante de la vitesse normale à la paroi  $\langle u_x \rangle$  (figure 3.18b). Cette vitesse, négative dans le repère absolu dû à l'inclinaison de la plaque, qui a tendance à dévier l'écoulement vers les  $x$  négatifs, devient positive après application de la correction. La vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  et les composantes non-nulles du tenseur de Reynolds ne sont quasiment pas altérées par la correction de rotation (figures 3.18a). L'effet de cette correction est similaire pour les autres positions radiales. La validité de cette correction sera vérifiée à l'aide d'une simulation numérique RANS dans le chapitre 4.

### 3.1.5 Échanges de chaleur sur la paroi d'impact

Les échanges de chaleur (nombre de Nusselt  $Nu_D$  et température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$ ) au niveau de la plaque, obtenus à l'aide de la TheFA (section 2.5) sont comparés (figure 3.19) avec plusieurs études de la littérature (tableau 3.1). Ces études présentent des caractéristiques proches de notre configuration (nombre de Reynolds  $Re_D$  et distance d'impact  $H/D$ ). Pour ces

études, les échanges ont été obtenus à l'aide de la méthode du film chauffé (section 1.4.1.1). On rappelle que la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$  est généralement représentée sous sa forme adimensionnelle à l'aide du concept d'efficacité (section 1.4.2.5) :

$$\eta(r) = \frac{T_{ad,p}(r) - T_e}{T_j - T_e} \quad (3.4)$$

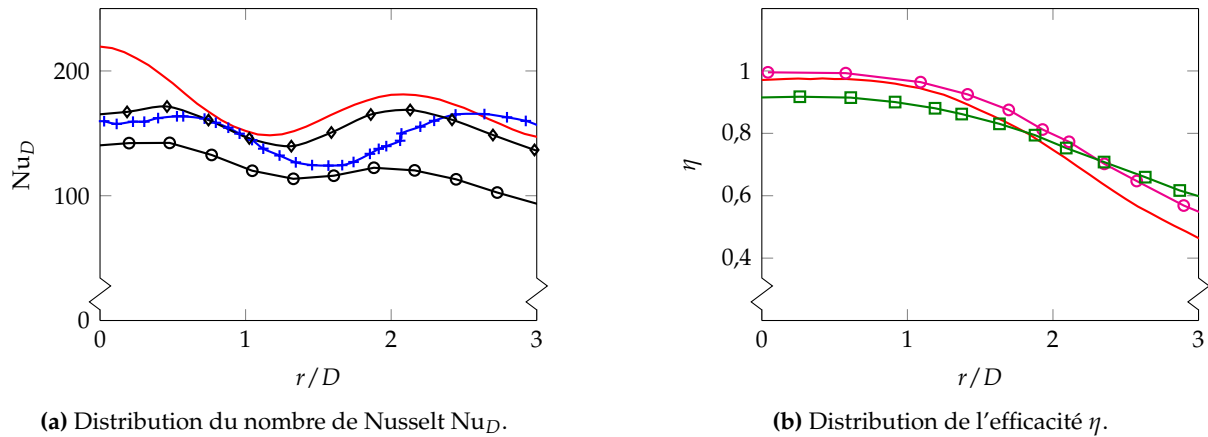


FIGURE 3.19 – Coefficients d'échange sur la paroi d'impact. (—) TheFA. Comparaisons aux données de la littérature (tableau 3.1).

	Auteurs	$Re_D$	$H/D$	Injecteur
—+	Buchlin et Laperches (1998)	60 000	2,6	Buse convergente
—◇	Hofmann et al. (2007)	68 000	2,5	Buse convergente
—○	Hofmann et al. (2007)	53 000	2,5	Buse convergente
—○	Brevet (2001)	23 000	3	Conduite
—□	Buchlin (2011)	20 000	3	Buse convergente

TABLE 3.1 – Paramètres des configurations de jet en impact similaires à notre étude.

**Nombre de Nusselt** On observe à la figure 3.19a que la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D(r)$  présente deux maxima. Le premier est situé au niveau du point d'impact ( $r/D = 0$ ) et le second à la position radiale  $r/D = 2,1$ . Cette distribution correspond à celle généralement observée pour un jet issu d'une conduite pleinement développée et à faible distance d'impact (section 1.4.2.1). Les distributions de la littérature tracées à la figure 3.19a présentent également ce second maximum. Ce dernier est situé à la même position radiale d'après Hofmann et al. (2007) mais plus loin en aval pour Buchlin et Laperches (1998) ( $r/D = 2,6$ ), illustrant une nouvelle fois la disparité des mesures obtenues sur des configurations a priori proches (section 1.4.2.7).

La distribution du nombre de Nusselt obtenue à l'aide de la méthode TheFA s'écarte notamment des autres études dans la région d'impact, entre  $r/D = 0$  et 1. Cette différence s'explique par le type d'injection. Nous travaillons avec une conduite pleinement développée tandis que les études mentionnées utilisent une buse convergente. On retrouve ici l'effet de la condition d'injection sur la présence d'un maximum au point d'impact pour les faibles  $H/D$  (section 1.4.2.4) que

Rohlfs et al. (2012) attribuent à la forme du profil de vitesse et qu'Hadžiabdić et Hanjalić (2008) lient au battement du point d'arrêt dû à la turbulence présente dans le cœur du jet.

**Efficacité** On constate à la figure 3.19b que l'efficacité présente un plateau dans la région d'impact, entre  $r/D = 0$  et 1, et décroît de façon monotone lorsque l'on s'éloigne du point d'impact. Ce plateau correspond à une valeur de  $\eta = 0,97$ , signifiant que la température adiabatique  $T_{ad,p}$  est proche de la température du jet  $T_j$ . Cette distribution s'explique par le fait que la paroi d'impact est située avant la fin du noyau du jet : la partie centrale du jet à  $T_j$ , qui impacte la paroi, n'a pas encore subi les effets de mélange avec l'air ambiant à  $T_e$ . Le fait qu'on ne retrouve pas exactement  $\eta = 1$  au point d'impact, provient certainement de l'incertitude sur la température adiabatique fournie par la méthode ThEFA (section 2.5), qui correspond, en efficacité, à 0,06.

Contrairement au nombre de Nusselt, la distribution de l'efficacité n'exhibe pas de second maximum et ne présente d'ailleurs aucune particularité en  $r/D = 2,1$ . Ceci n'est pas surprenant dans la mesure où l'efficacité doit être vue comme un marqueur de l'état de mélange du jet au-dessus de la paroi d'impact et n'est pas directement liée au niveau des échanges thermiques.

La distribution de l'efficacité est proche de celles mesurées par Brevet (2001) et Buchlin (2011) (figure 3.19b) pour des jets non-isothermes à une distance d'impact égale à la nôtre mais pour des nombres de Reynolds plus faibles ( $Re_D \simeq 20\,000$ ), illustrant la faible dépendance de l'efficacité au nombre de Reynolds. L'influence du nombre de Reynolds sur le développement des jets turbulents ( $Re_D > 3\,000$ ) reste en effet relativement faible (Gauntner et al. 1970) (sections 1.3.2.1 et 1.3.3).

## 3.2 Caractérisation topologique

Les champs de vitesse instantanées obtenus lors des mesures S-PIV permettent de décrire la topologie de l'écoulement. On s'intéresse en particulier à la présence des structures primaires dans l'écoulement dans la mesure où leur influence sur la distribution des échanges pariétaux a été mise en évidence à plusieurs reprises dans la littérature (section 1.3.3.1). Comme illustré à la figure 1.12b, les auteurs reconnaissent généralement la présence d'une telle structure à partir du caractère tourbillonnaire des lignes de courant. Nous avons donc sélectionné le critère de Debien et al. (2016) pour sa capacité à fournir de façon automatique le centre et la frontière d'une structure tourbillonnaire à partir d'un instantané (section 2.3.5).

### 3.2.1 Localisation des structures

L'algorithme de détection a été appliqué sur 5 000 instantanés S-PIV. Seules les 1 500 structures possédant la plus grande aire ont été conservées. Le centre et la taille des structures détectées sont reportés à la figure 3.20. Pour chaque région de l'écoulement, on présente également un instantané représentatif où une ou plusieurs structures ont été détectées (figures 3.20(i) à (iii)). On insiste sur le fait que ces instantanés sont un exemple d'une structuration de l'écoulement qui apparaît à de nombreuses reprises parmi tous les instantanés enregistrés et ne constituent pas un cas particulier. La ligne moyenne autour de laquelle les tourbillons semblent se positionner est également tracée (ligne orange) à la figure 3.20.

**Structures annulaires** La figure 3.20(i) montre l'apparition symétrique de 2 paires de tourbillons dans la couche de mélange du jet libre. Cette symétrie semble indiquer une certaine cohérence azimutale des tourbillons dans cette région proche de la sortie du jet. Ces tourbillons présentent les caractéristiques des structures annulaires issues de l'instabilité naturelle de Kelvin-Helmholtz (figure 1.8). Il est possible de relier la fréquence de passage de ces deux structures  $f$  à la distance

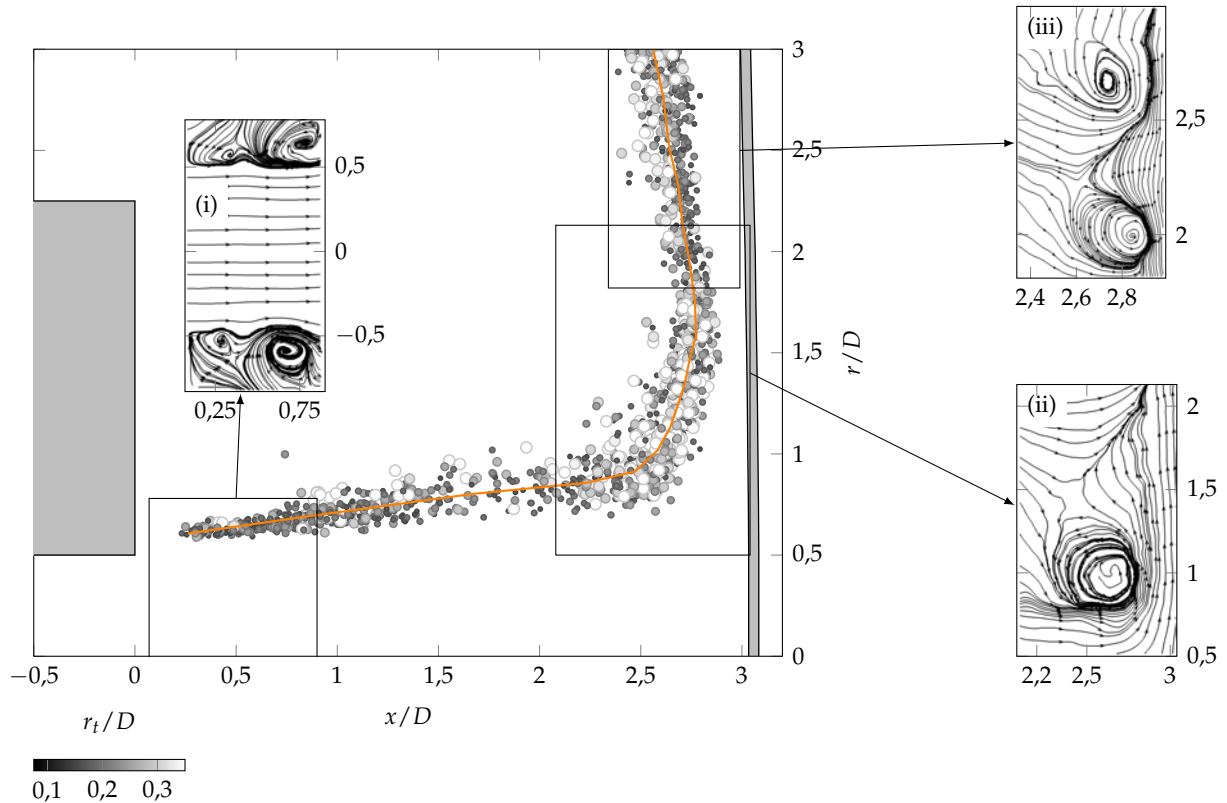


FIGURE 3.20 – Centres et tailles des régions tourbillonnaires détectées (échelle de gris proportionnelle au rayon équivalent d'un tourbillon  $r_t/D$ ). (—) Ligne moyenne des tourbillons.

$\lambda$  les séparant et à leur vitesse de convection  $U_c$ , d'après la relation (Popiel et Trass 1991) :

$$f = \frac{U_c}{\lambda} \quad (3.5)$$

À partir de cette relation, on peut donner un ordre de grandeur de la fréquence associée aux deux structures de la figure 3.22(i). La distance entre leur centre est d'environ  $\lambda = 0,4D$ . Pour la vitesse de convection, on prend la valeur de Popiel et Trass (1991) :  $U_c = 0,65U_j$ . On trouve une fréquence de l'ordre de 700 Hz. On verra que cette fréquence est d'un ordre de grandeur similaire à celles observées dans les spectres mesurés dans cette région (section 3.3).

**Structures primaires** De nombreuses structures ont été observées dans la région d'impact et le jet pariétal (figures 3.20(ii) et 3.20(iii)). Elles correspondent aux structures primaires, transportées le long de la paroi d'impact selon la trajectoire représentée par la ligne orange à la figure 3.20. Les centres des structures s'approchent alors de la paroi jusqu'à la position radiale  $r/D = 1,6$ . La distance moyenne du centre des structures par rapport à la paroi d'impact  $y$  est alors de  $0,2D$ . Cette distance a également été reportée par Roux et al. (2011) (figure 1.13a) pour une distance d'impact  $H/D$  égale à la nôtre et un nombre de Reynolds plus faible ( $Re_D = 28000$ ). En aval de  $r/D = 1,6$ , les structures primaires s'éloignent progressivement de la paroi. Cette analyse illustre le « rebond » des structures primaires lorsqu'elles interagissent avec la paroi d'impact.

On s'intéresse maintenant à la taille des structures. On constate à la figure 3.20 que les structures de plus grande taille sont le plus souvent observées autour de  $r/D = 1$ . Popiel et Trass (1991) ont attribué l'augmentation du diamètre des structures dans cette région à la déformation

provoquée par l'amortissement de la vitesse axiale et la forte augmentation de la vitesse radiale suite à la déviation de l'écoulement.

La figure 3.20 montre également que les structures détectées sont plus rares dans la région du jet libre comprise entre  $x/D = 1$  et 2. Il pourrait s'agir d'un signe du morcellement et de la perte de cohérence des anneaux tourbillonnaires à cause de la turbulence et des instabilités secondaires, comme dans le processus décrit à la figure 1.8 et observé dans la simulation LES d'Hadžiabdić et Hanjalić (2008).

On a superposé à la figure 3.21 la ligne moyenne des structures primaires à l'énergie cinétique

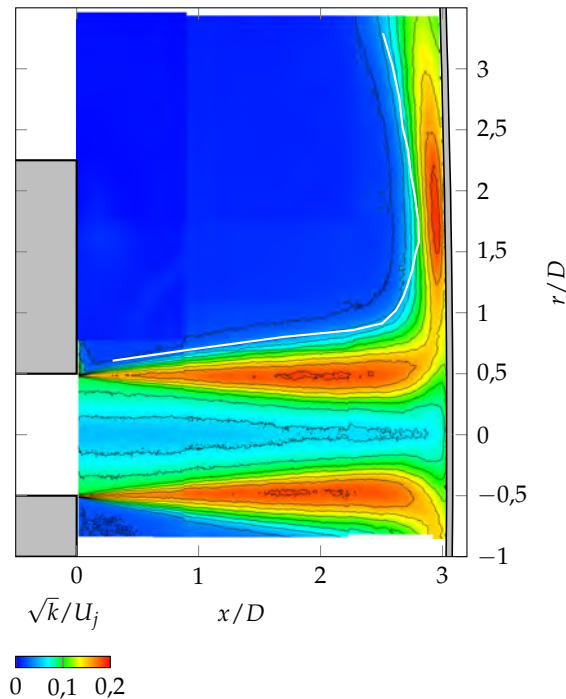


FIGURE 3.21 – Énergie cinétique turbulente et ligne moyenne des tourbillons (ligne blanche).

turbulente  $k$ . On constate que cette trajectoire suit la frontière extérieure de la couche de mélange du jet libre puis du jet pariétal. Il s'avère également que la position radiale à laquelle les structures s'approchent le plus de la paroi correspond à l'endroit où l'énergie cinétique turbulente atteint sa valeur maximale dans l'écoulement.

Afin d'éclaircir le rôle joué par les structures primaires sur les fluctuations de l'écoulement, la section suivante décrit le champ aérodynamique autour d'une structure primaire.

### 3.2.2 Champs aérodynamiques autour d'une structure primaire

La figure 3.22 présente le champ aérodynamique associé à une structure primaire, matérialisée par la projection des lignes de courant dans le plan  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ . Ce champ est représentatif de celui rencontré sur un grand nombre d'instantanés S-PIV. Pour le champ représenté, la structure primaire se trouve en  $r/D = 1,6$ , là où la ligne moyenne des tourbillons (ligne orange) s'approche le plus de la paroi. On présente les champs instantanés pour les trois composantes du vecteur vitesse.

**Vitesse radiale** Le champ de vitesse radiale  $u_r$  est représenté à la figure 3.22a. La structure primaire provoque une accélération locale de l'écoulement juste au-dessus de la paroi d'impact. En aval, on observe une importante chute de vitesse subie par l'écoulement. Cette décélération et

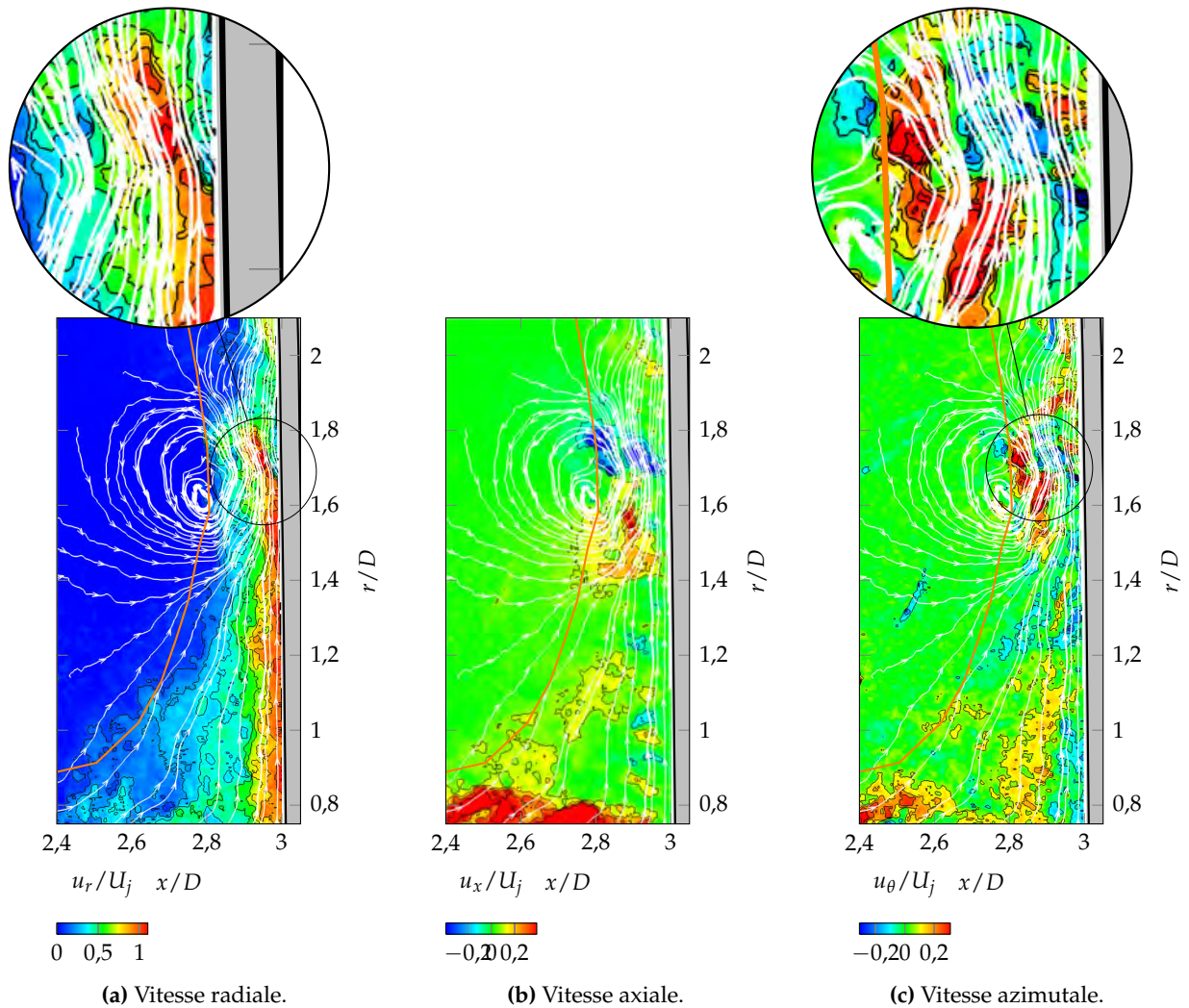


FIGURE 3.22 – Champ de vitesse instantanée autour d’une structure primaire (S-PIV). (—) Ligne moyenne des tourbillons. (Lignes blanches) Lignes de courant.

le gradient de pression adverse associé sont généralement rendus responsables du phénomène de décollement instationnaire (section 1.3.3.1), auquel plusieurs auteurs attribuent un rôle dans l’apparition du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt (section 1.4.3). Cependant, aucune de nos mesures n’a permis de mettre en évidence un tel phénomène, la taille de la structure secondaire formée étant probablement trop petite pour être détectable avec la résolution des champs S-PIV (tableau 2.5) et la distance d’approche minimale de la LDV. À partir des données issues de la simulation LES (chapitre 6), on verra qu’un décollement instationnaire apparaît bien dans cette région lors du passage d’une structure primaire.

**Vitesse axiale** La vitesse axiale  $u_x$ , dont la valeur moyenne dans la couche pariétale est quasiment nulle, présente des fluctuations importantes et de signes opposés lors du passage d’une structure primaire (figure 3.22b). Dans le cas d’un jet non-isotherme, l’importante vitesse normale à la paroi provoque vraisemblablement l’apport de fluide ambiant (froid, dans notre cas) vers la partie interne du jet pariétal.

**Vitesse azimutale** On rappelle que la vitesse azimutale  $u_\theta$  correspond à la vitesse normale à la nappe laser (S-PIV) et que sa valeur est nulle en moyenne à cause de l'axisymétrie du jet. La figure 3.22c montre que d'importantes fluctuations de vitesse azimutale, de signes opposés, accompagnent la structure primaire. Ces fluctuations sont probablement la marque d'une structure secondaire orientée dans la direction de l'écoulement, comme celles mises en évidence par [Violato et al. \(2012\)](#) (figure 1.14a) et qui accompagnent la structure primaire.

### 3.2.3 Coupe transversale dans le jet

L'observation de structures secondaires orientées dans la direction principale de l'écoulement est également possible à partir des instantanés S-PIV dans un plan transversal coupant le jet libre. La figure 3.23a présente le champ de vitesse axiale  $u_x$  instantané ainsi que la projection des vec-

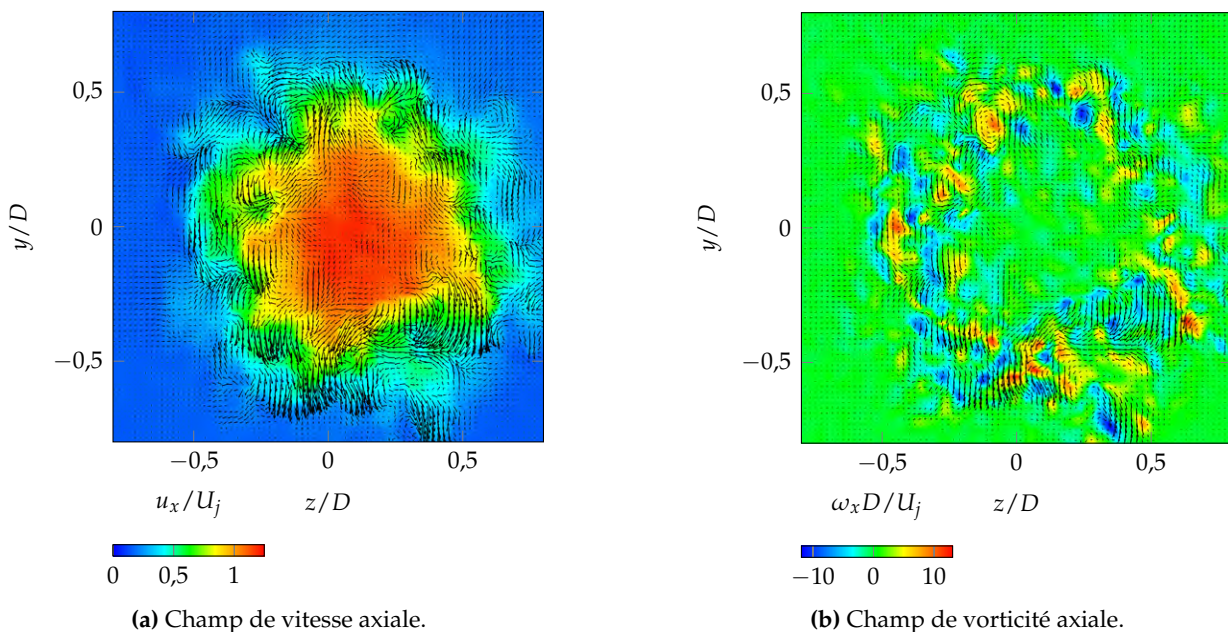


FIGURE 3.23 – Plan transverse à  $x/D = 1,5$  (S-PIV). (Flèches noires) Projection du vecteur vitesse dans le plan.

teurs vitesse dans le plan ( $\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ ) pour un plan de coupe situé à la moitié de la distance d'impact ( $x/D = 1,5$ ). On observe la présence de plusieurs tourbillons dans la partie externe de la couche de mélange. Le champ de vorticité axiale (figure 3.23b) montre qu'ils tournent dans des sens opposés. Ces tourbillons peuvent être associés aux structures secondaires de type « tresses », généralement observées dans les jets libres (figure 1.9) par plusieurs auteurs ([Liepmann et Gharib 1992](#) ; [Violato et al. 2012](#)).

Cette caractérisation topologique de l'écoulement, à partir des instantanés S-PIV, a permis de mettre en évidence la présence de petites structures toroïdales à la sortie de la conduite et des structures primaires au-dessus de la paroi d'impact. Ces dernières s'approchent le plus de la paroi d'impact en  $r/D = 1,6$ .

### 3.3 Caractérisation fréquentielle

À l'aide des mesures LDV et fil froid, résolues en temps, on peut calculer les densités spectrales de puissance (DSP) de  $u_x$ ,  $u_r$  et  $T$  selon la procédure décrite dans les sections 2.2.5 et 2.4.4. Dans la suite, les DSP sont normalisées par la valeur maximale de la DSP sur tout le spectre tandis que les fréquences sont présentées de manière adimensionnée à l'aide du nombre de Strouhal :

$$St_D = \frac{fD}{U_j} \quad (3.6)$$

#### 3.3.1 Observation de fréquences caractéristiques

La figure 3.24 présente les spectres associés aux signaux de la vitesse radiale  $u_r(t)$  et de la température  $T(t)$  pour un point de mesure situé dans la couche de mélange de la région de jet libre. La fréquence maximale du spectre  $f_m$  de la LDV en ce point de mesure est de 10 kHz, tandis que la fréquence maximale des mesures fil froid est de 3 kHz.

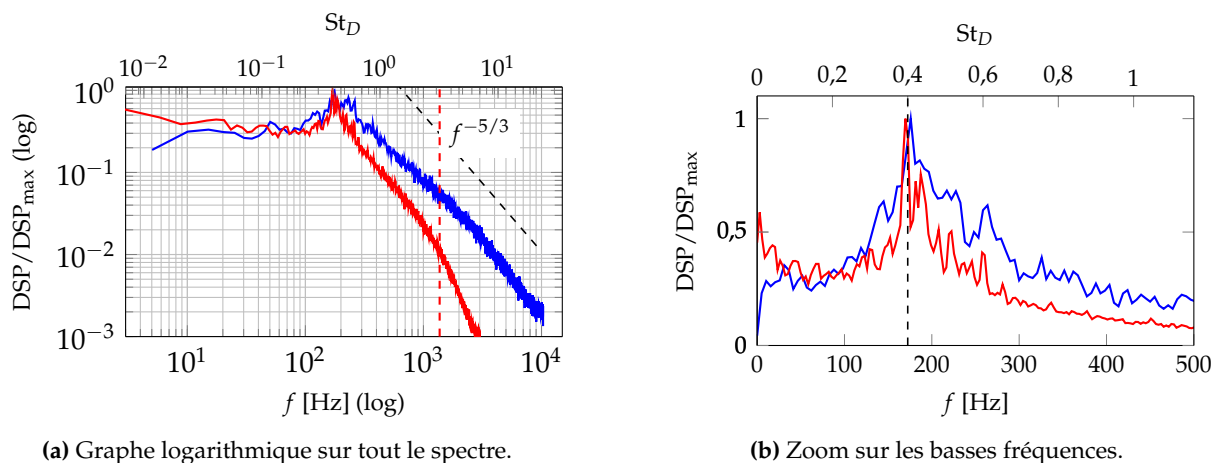


FIGURE 3.24 – DSP normalisée pour un point de mesure dans la couche de mélange du jet libre ( $x/D = 2$ ,  $r/D = 0,5$ ). (—) Vitesse radiale  $u_r$  (LDV). (—) Température  $T$  (fil froid). (---) Pente à  $-5/3$ .

**Spectre de la turbulence** En échelle logarithmique (figure 3.24a), on peut apprécier l'allure du spectre de la turbulence et le comparer au spectre classique présenté à la figure 1.25a. Pour la vitesse radiale et la température, la puissance maximum est associée aux fréquences comprises entre 100 et 300 Hz. Au-delà de ces fréquences, on observe une décroissance de la puissance avec une pente proche de  $-5/3$ . Cette région correspond à la zone inertielle du spectre d'énergie de la turbulence. Pour la température, on observe une atténuation importante de la puissance après 1,5 kHz. Cette chute correspond à la coupure du fil froid, dont l'inertie thermique (et celle de ses broches) ne permet plus de suivre les fluctuations de température. Aucune fréquence de coupure n'apparaît pour la vitesse radiale : la puissance continue à décroître jusqu'à la fréquence maximale du spectre. La fréquence correspondant à l'échelle de dissipation visqueuse  $\eta$  se situe donc au-delà de 10 kHz. En reprenant l'hypothèse d'écoulement figé, on peut dire que cette échelle est inférieure à 1,5 mm dans cette région de l'écoulement.



« **Pics** » de fréquence Un zoom sur les basses fréquences (figure 3.24b) montre l'apparition d'une fréquence caractéristique à 171 Hz, à la fois pour la vitesse radiale  $u_r$  et la température  $T$ . Cette fréquence correspond à un nombre de Strouhal  $St_D$  de 0,4. Elle se situe dans la gamme des fréquences généralement observées sur des jets libres ou en impact (tableau 1.5) et peut être attribuée au mode colonne décrit à la section 1.3.3.1. En prenant l'hypothèse d'écoulement figé de Taylor et une vitesse de convection de  $U_c = 15 \text{ ms}^{-1}$  dans la couche mélange, cette fréquence correspond à une échelle spatiale de longueur d'onde  $\lambda = U_c / f \simeq 0,09 \text{ m}$ , soit de l'ordre du diamètre  $D$  du jet.

L'analyse des DSP pour d'autres points de mesure dans l'écoulement montre l'apparition régulière d'un pic à cette fréquence caractéristique. Certains spectres, notamment pour des points de mesure dans la partie initiale de la couche de mélange du jet libre, font apparaître des pics à des fréquences plus élevées. Ces fréquences particulières sont rassemblées dans le tableau 3.2.

	$f$	$St_D$	Cartographie
Harmonique fondamentale	171 Hz	0,40	Figure 3.26
1ère demi-harmonique	255 Hz	0,60	Figure 3.27
1ère harmonique	350 Hz	0,82	Figure 3.28
2e harmonique	510 Hz	1,19	Figure 3.29

TABLE 3.2 – Fréquences observées dans l'écoulement (LDV et fil froid).

On constate que certaines de ces fréquences (350 Hz et 510 Hz) sont proches des multiples de la fréquence « fondamentale » de 171 Hz. Une fréquence caractéristique de 255 Hz, correspondant à 1,5 fois la fréquence fondamentale, est également observée. L'apparition d'un pic à certaines fréquences caractéristiques a déjà été reportée par plusieurs auteurs pour des jets, libres ou en impact (tableau 1.5). Pour ces auteurs, les fréquences les plus basses, entre  $St_D = 0,3$  et  $St_D = 0,6$ , sont associées au mode colonne du jet tandis que les fréquences les plus élevées sont reliées à la génération des tourbillons annulaires (de type Kelvin-Helmholtz) à la sortie de la conduite. Le passage des fréquences les plus élevées aux fréquences les plus faibles est généralement attribué au processus d'appariement tourbillonnaire (section 1.3.3). Afin de déterminer le rôle joué par chacune des fréquences du tableau 3.2, la section suivante propose une analyse basée sur des cartographies quantifiant les régions de l'écoulement où elles apparaissent.

### 3.3.2 Cartographies fréquentielles

Le nombre important de points de mesure disponibles dans notre étude rend possible l'établissement d'une cartographie des régions où les fréquences caractéristiques émergent. Dans cette optique, nous proposons un critère permettant de rendre compte de la présence d'un pic à une fréquence-cible ainsi que de son intensité. Ce critère est basé sur l'idée que l'émergence d'un pic peut être quantifiée par le rapport entre la valeur de la DSP au niveau du pic et la valeur moyenne de la DSP dans une gamme de fréquence  $\pm \Delta f_b$  autour du pic. Afin de rendre la méthode plus robuste, l'énergie du pic est également moyennée sur un petit intervalle  $\pm \Delta f_p$  autour du pic, permettant de prendre en compte la légère variabilité de la fréquence associée. Mathématiquement, le critère s'écrit comme :

$$P = \frac{\frac{1}{2\Delta f_p} \int_{f_p - \Delta f_p}^{f_p + \Delta f_p} \text{DSP}(f) df}{\frac{1}{2\Delta f_b} \int_{f_p - \Delta f_b}^{f_p + \Delta f_b} \text{DSP}(f) df} \quad (3.7)$$

L'application de ce critère sur un cas particulier est illustrée à la figure 3.25. Pour cet exemple, la fréquence-cible est  $f_p = 171 \text{ Hz}$ . L'intervalle  $\Delta f_b$  pour le calcul de la DSP moyenne est 200 Hz

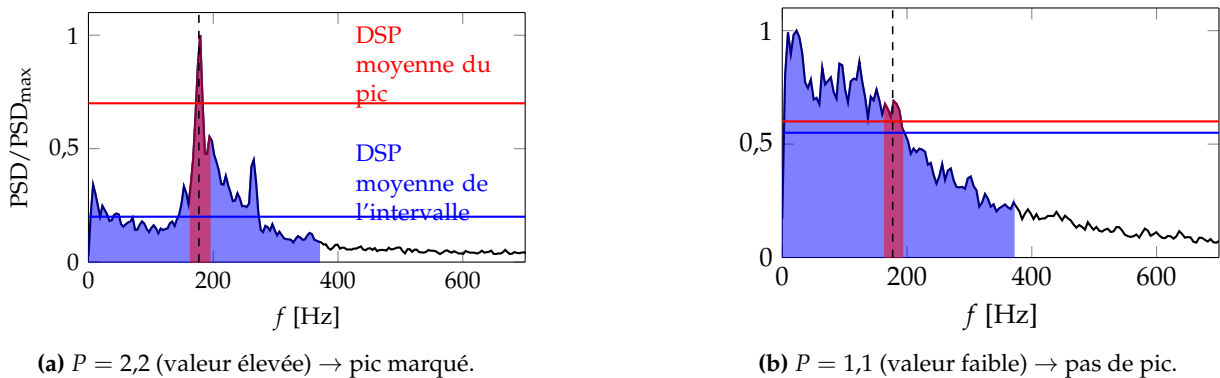


FIGURE 3.25 – Principe du critère de détection d'un pic. Illustration de deux DSP représentatives du signal de vitesse axiale  $u_x$ . (Aire rouge) DSP dans l'intervalle étroit  $\pm\Delta f_p$  autour du pic. (Aire bleue) DSP dans l'intervalle  $\pm\Delta f$ .

et l'intervalle étroit autour du pic  $\Delta f_p$  est de 10 Hz. Ces paramètres sont choisis sur la base de l'étendue du pic et la résolution fréquentielle du spectre. Lorsqu'un pic est présent (figure 3.25a), le rapport entre la DSP moyenne du pic et la DSP moyenne est élevé. Le critère est proche ou inférieur à l'unité en l'absence de pic à la fréquence-cible (figure 3.25b). Les cartographies obtenues se sont révélées relativement robustes vis-à-vis du choix des intervalles  $\Delta f_b$  et  $\Delta f_p$ , au moins dans une certaine gamme. Ce critère, très simple, permet de traiter rapidement et automatiquement les spectres associés aux milliers de points de mesures LDV et fil froid.

Le critère (3.7) est appliqué à chaque point de mesure. Les cartographies pour la vitesse axiale  $u_x$ , radiale  $u_r$  et la température  $T$  pour chaque fréquence du tableau 3.2 sont décrites dans les sections suivantes. Pour chaque cartographie, on présente les DSP en certains points représentatifs. On commence par décrire les cartographies obtenues pour la fréquence fondamentale. On présente ensuite les cartographies associées aux fréquences supérieures.

### 3.3.2.1 Fréquence fondamentale

**Jet libre** La figure 3.26a montre que le pic à la fréquence  $St_D = 0,4$  pour la vitesse axiale  $u_x$  est fortement marqué dans la région centrale du jet libre (point (d)), tandis qu'il n'apparaît pas au centre de la couche de mélange (point(c)). On reconnaît ici les caractéristiques du mode colonne, issu des instabilités de jet, caractérisé par une forte accélération-décélération du cœur du jet. Pour la vitesse radiale  $u_r$  (figure 3.26b), le pic est plus marqué dans le couche de mélange (point(d)). Il en est de même pour la température (figure 3.26c, point (c)). Pour les trois cartographies de la figure 3.26, on constate que la fréquence du mode colonne ne se fait ressentir qu'à partir du premier diamètre en aval de la sortie de la conduite.

À la lumière des cartographies, il est aisé de constater pourquoi certains auteurs, comme [Mi et al. \(2001\)](#), ont conclu à l'absence de mode colonne dans un jet issu d'une conduite développée. Leur conclusion était basée sur un spectre unique de la vitesse axiale  $u_x$  dans le jet en  $r/D = 0,5$ . Or, il apparaît qu'une absence de pic sur  $u_x$  (figure 3.26a point(c)) dans la couche de mélange n'est pas suffisante pour conclure à l'absence de mode colonne. Le long de la ligne de mélange ( $r/D = 0,5$ ), le mode colonne se marque surtout sur les spectres de la vitesse radiale  $u_r$  (figure 3.26b, point (d)).

**Jet pariétal** Le pic à la fréquence  $St_D = 0,4$  apparaît également dans le jet pariétal pour  $u_x$ ,  $u_r$  et  $T$ . Il est fortement atténué au-delà de  $r/D = 2,5$ . Les régions dans lesquelles le pic émerge sont différentes en fonction de la grandeur considérée. Pour la vitesse axiale  $u_x$  (figure 3.26a), le pic

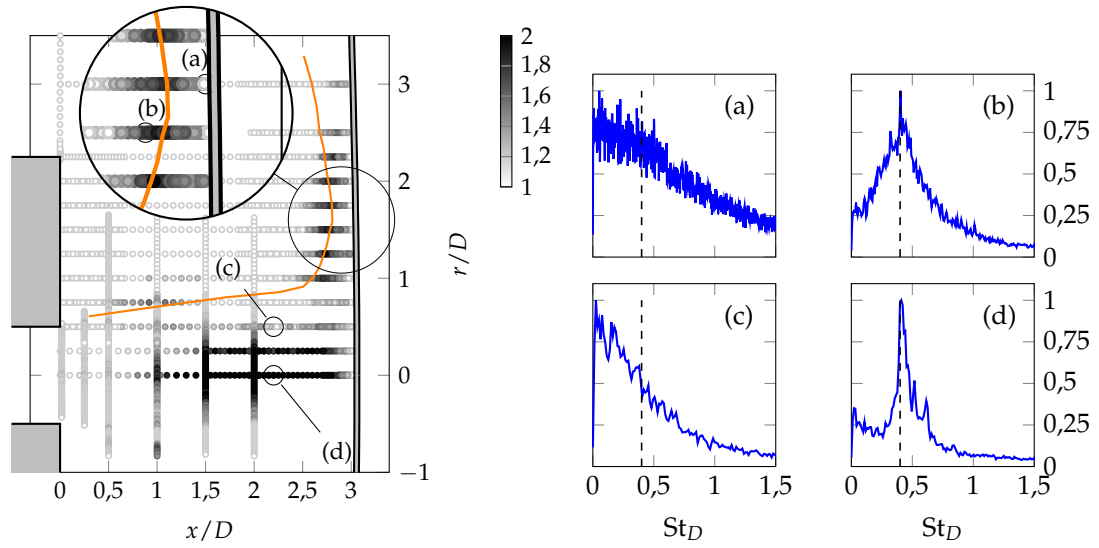
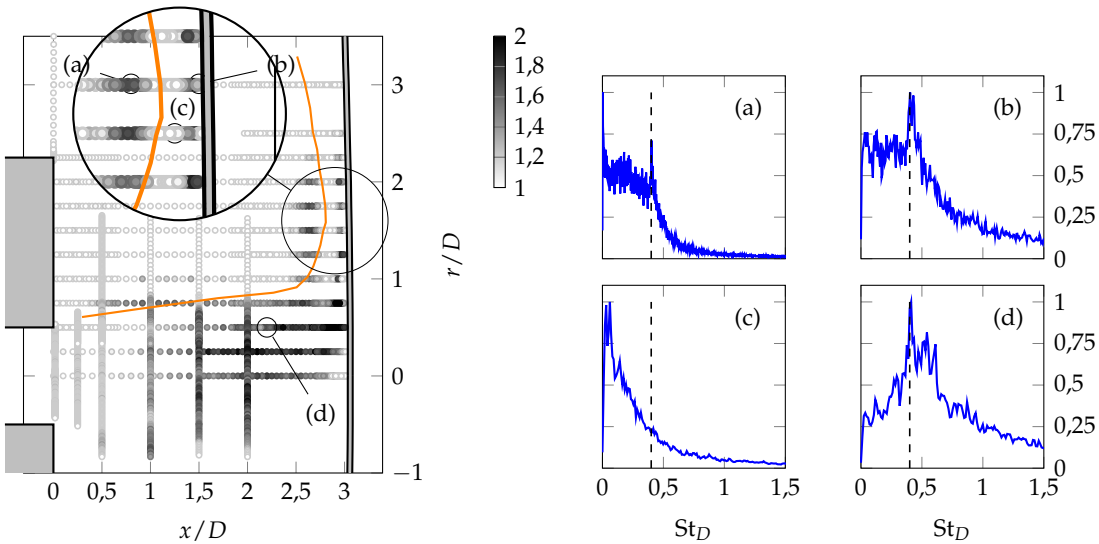
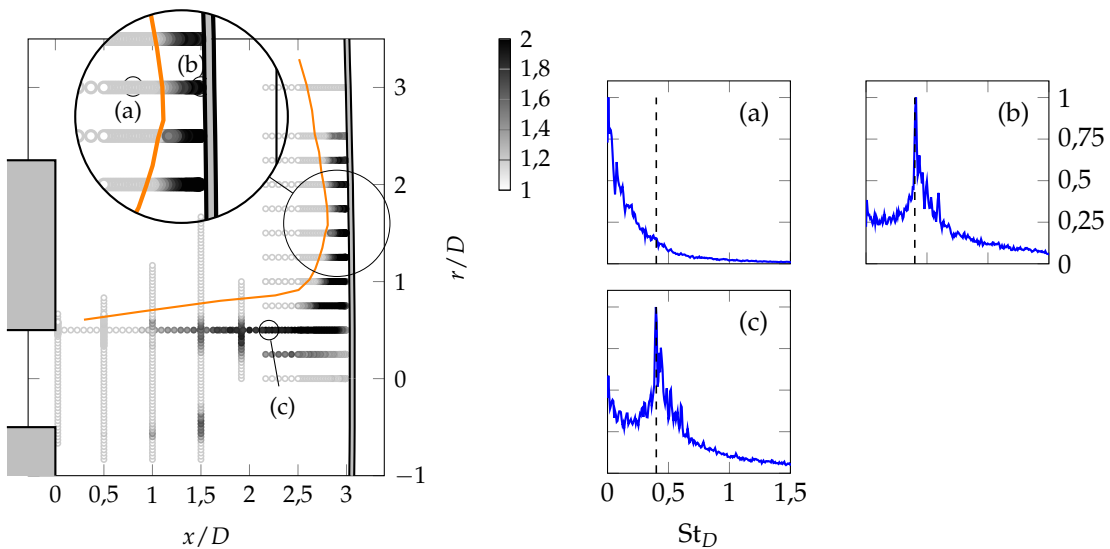
(a) Vitesse axiale  $u_x$  (LDV).(b) Vitesse radiale  $u_r$  (LDV).(c) Température  $T$  (fil froid).

FIGURE 3.26 – Critère  $P$  pour la fréquence fondamentale  $f_p = 171$  Hz ( $St_D = 0,4$ ). (—) Ligne moyenne des structures primaires (S-PIV). (—) DSP en plusieurs points de mesure particuliers. (---) Fréquence-cible  $St_D = 0,4$ .

apparaît à  $0,2D$  au-dessus de la paroi d'impact (point (b)) tandis qu'il est absent dans la région de proche paroi. Pour la vitesse radiale  $u_r$  (figure 3.26b), l'allure est inversée : le pic émerge à proximité de la paroi (point (b)) et à  $0,5D$  au-dessus de la paroi (point (a)), tandis qu'il est absent à  $0,2D$ . Enfin, le pic émerge fortement pour la température  $T$  (figure 3.26c), depuis la paroi jusqu'à  $0,2D$  (point(b)) et disparaît au-delà (point(a)).

Les cartographies suggèrent donc que les instabilités du jet libre influencent également la dynamique du jet pariétal. Ces résultats sont à rapprocher de l'étude de O'Donovan et Murray (2007). Ces derniers ont montré que la vitesse et le flux de chaleur instationnaire  $\varphi_p(t)$  à différentes positions radiales le long de la paroi d'impact présentent un pic très marqué à  $St_D = 0,6$ , correspondant à la fréquence des instabilités de leur jet libre. Ils ont également mis en évidence la forte cohérence entre les fluctuations de la vitesse axiale  $u_x$  et celles du flux de chaleur pariétal  $\varphi_p$  pour cette fréquence particulière.

**Structures primaires** La ligne moyenne des structures primaires (ligne orange) est tracée sur les cartographies. On constate qu'elle traverse la région où le pic émerge fortement pour la vitesse axiale  $u_x$ . À l'opposé, les régions où le pic émerge pour la vitesse radiale  $u_r$  se situent de part et d'autre de cette ligne moyenne. Pour la température, le pic émerge entre la ligne moyenne et la paroi. Ces observations forment une manifestation fréquentielle du passage des structures primaires au-dessus de la paroi. En effet, comme illustré à la figure 3.22, le passage d'une structure primaire génère :

- ▷ Des fluctuations de vitesse radiale  $u'_r$  en proche paroi (accélération) et à l'extérieur du jet (écoulement de retour), expliquant l'émergence d'un pic de  $u_r$  de part et d'autre de la ligne moyenne;
- ▷ Des fluctuations de vitesse axiales  $u'_x$  au même niveau que le centre de la structure, expliquant l'émergence du pic pour  $u_x$  sur la ligne moyenne;
- ▷ Des fluctuations de température  $T'$ , par l'apport de fluide ambiant (froid) vers l'intérieur du jet, expliquant l'émergence du pic pour  $T$  du côté droit de la ligne moyenne. La vitesse de convection, plus importante du côté de la paroi qu'à l'extérieur du jet pariétal pourrait expliquer l'absence de pic du côté gauche de la ligne moyenne. L'air chaud présent dans le cœur du jet pariétal n'a pas le temps de sortir de celui-ci et d'être entraîné vers l'extérieur par la structure primaire.

On peut donc conclure de ces observations que les structures primaires ont une fréquence de passage de  $St_D = 0,4$ , confirmant que la dynamique du jet libre joue un rôle clé dans l'écoulement pariétal d'un jet en impact.

### 3.3.2.2 Fréquences supérieures

Nous nous intéressons maintenant aux fréquences caractéristiques supérieures à la fréquence fondamentale.

**Premier demi-harmonique** Le pic à la fréquence  $St_D = 0,6$  apparaît nettement sur les deux composantes de la vitesse (figures 3.27a et 3.27b) et la température (figure 3.27c) à partir de  $0,5D$  en aval de la sortie de la conduite. Cette fréquence se marque jusqu'à environ  $x/D = 2$  pour la vitesse radiale  $u_r$  et la température, tandis qu'elle reste localisée dans le premier diamètre pour la vitesse axiale. Pour la vitesse axiale  $u_x$  le pic émerge uniquement du côté extérieur de la couche de mélange, tandis que le pic pour  $u_r$  apparaît depuis le côté externe jusqu'au côté interne de la couche de mélange.

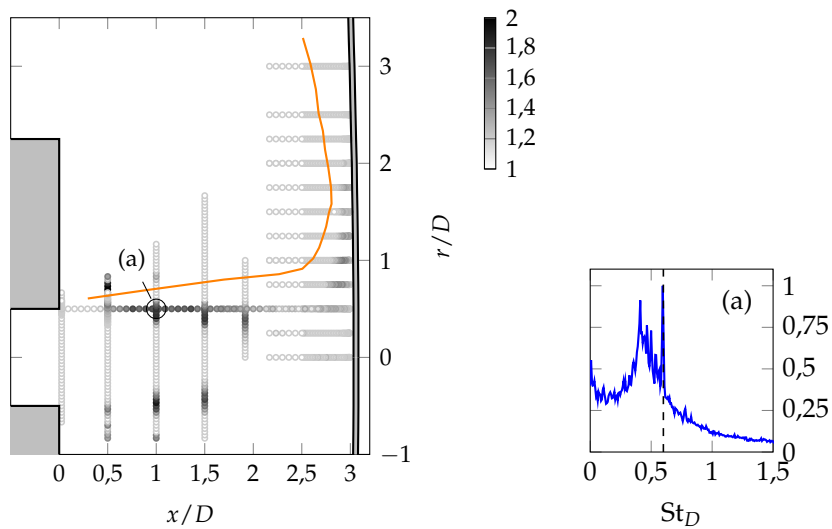
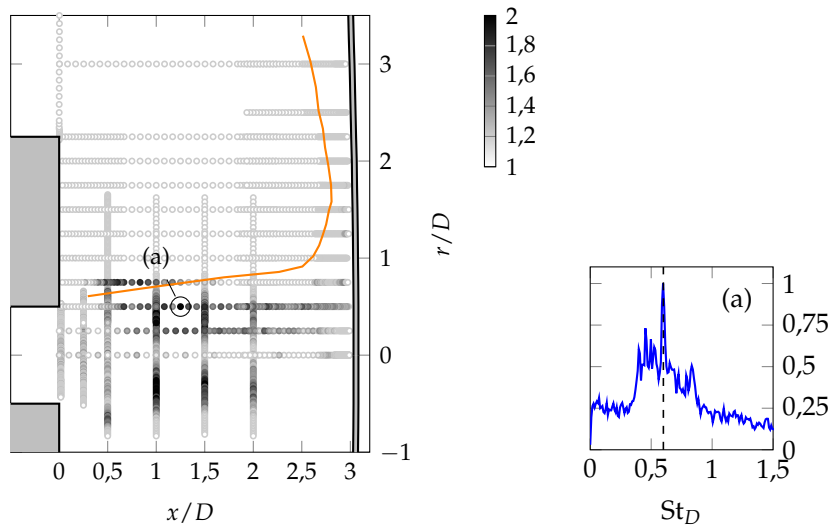
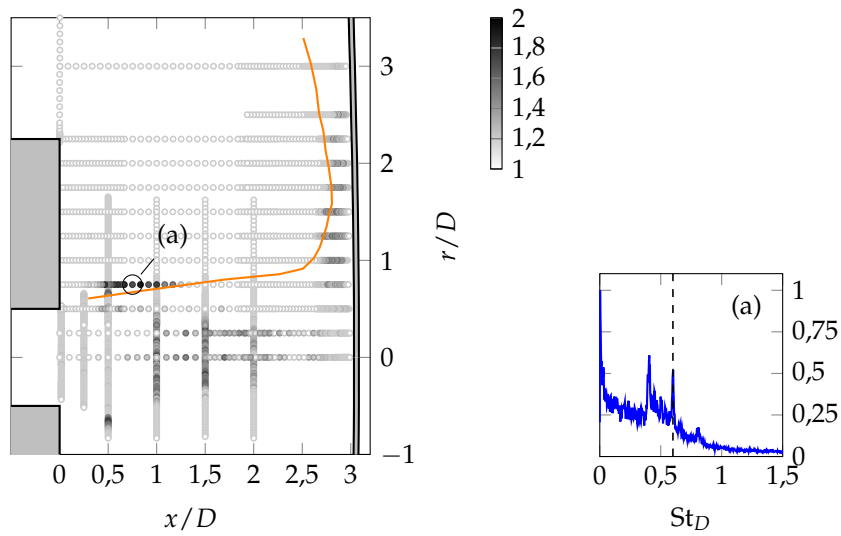


FIGURE 3.27 – Critère  $P$  pour la fréquence  $f_p = 255$  Hz ( $St_D = 0,6$ ). (—) Ligne moyenne des structures primaires. (—) DSP en plusieurs points de mesure particuliers. (---) Fréquence-cible  $St_D = 0,6$ .

**Premier harmonique** Les cartographies pour la fréquence-cible  $St_D = 0,8$ , soit le double de la fréquence fondamentale, montrent une forte émergence du pic pour la vitesse radiale  $u_r$  (figure 3.28b) et la température  $T$  (figure 3.28c) entre  $x/D = 0,25$  et  $x/D = 1$ . L'émergence est très légère pour la vitesse axiale (figure 3.28a).

**Second harmonique** La figure 3.29 montre que le dernier harmonique observé, à la fréquence  $St_D = 1,2$ , apparaît pour les trois grandeurs autour de la position  $x/D = 0,25$ , soit très proche de la sortie du jet et de manière très localisée.

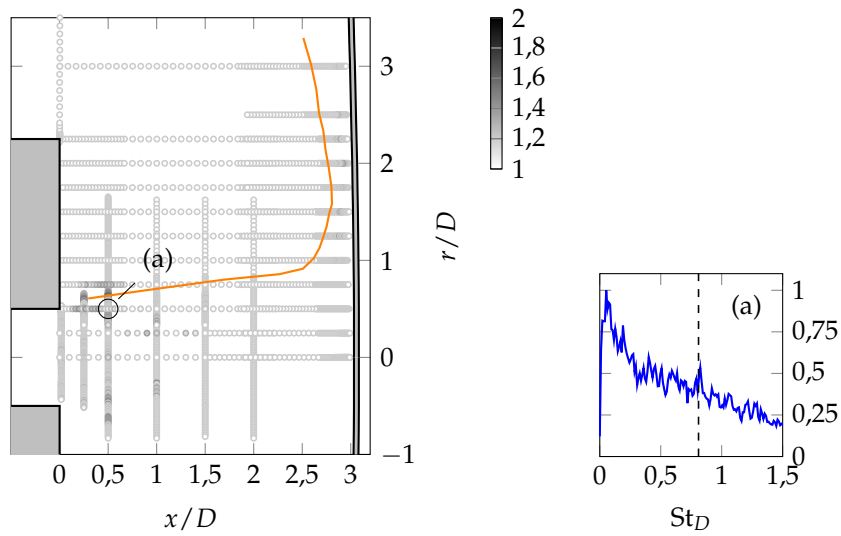
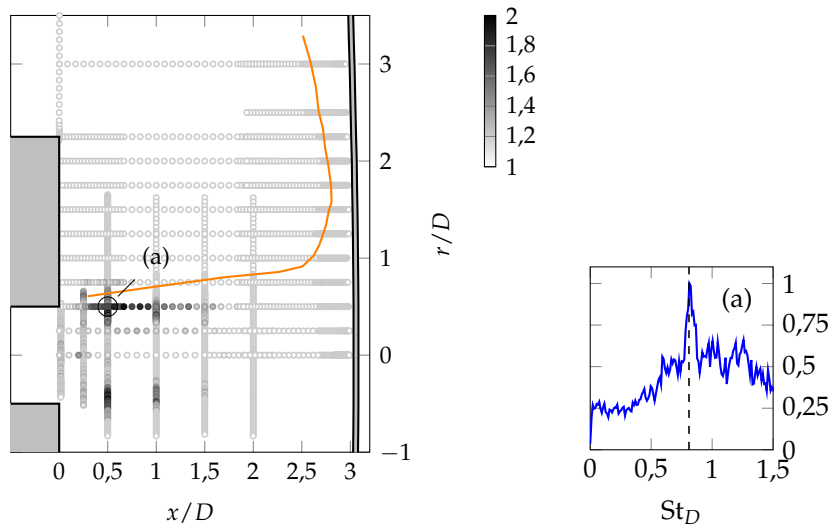
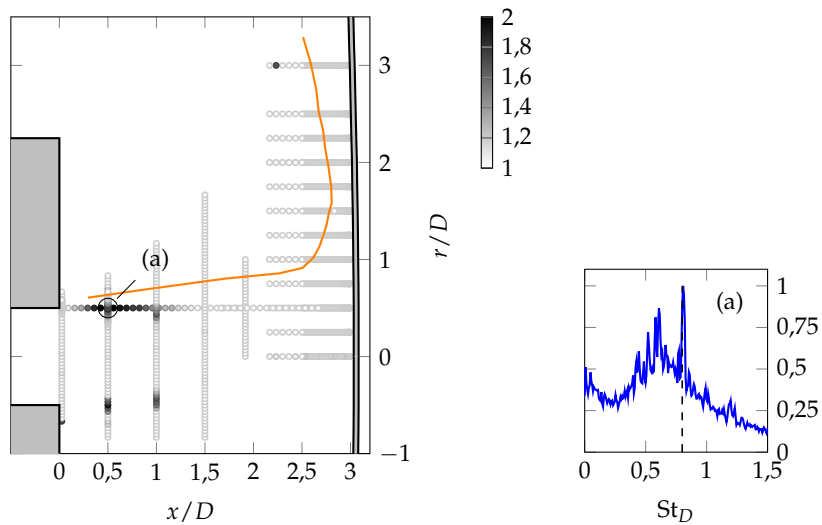
(a) Vitesse axiale  $u_x$  (LDV).(b) Vitesse radiale  $u_r$  (LDV).(c) Température  $T$  (fil froid).

FIGURE 3.28 – Critère  $P$  pour la fréquence  $f_p = 350$  Hz ( $St_D = 0,8$ ). (—) Ligne moyenne des structures primaires. (—) DSP en plusieurs points de mesure particuliers. (- - -) Fréquence-cible  $St_D = 0,8$ .

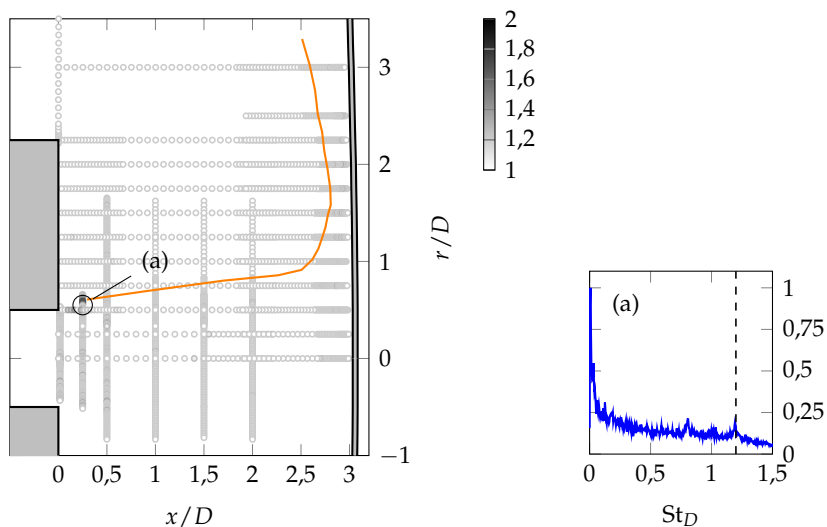
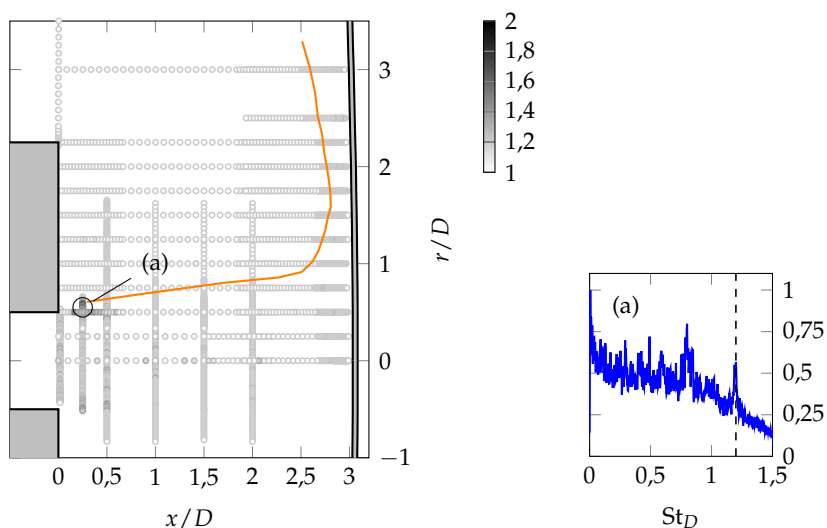
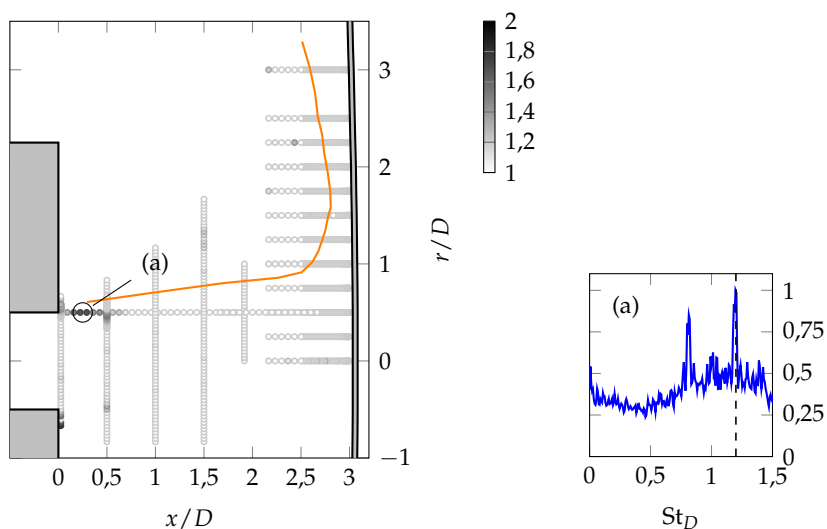
(a) Vitesse axiale  $u_x$  (LDV).(b) Vitesse radiale  $u_r$  (LDV).(c) Température  $T$  (fil froid).

FIGURE 3.29 – Critère  $P$  pour la fréquence  $f_p = 510$  Hz ( $St_D = 1,2$ ). (—) Ligne moyenne des structures primaires. (—) DSP en plusieurs points de mesure particuliers. (- - -) Fréquence-cible  $St_D = 1,2$ .



**DSP de la température sur la ligne de mélange** Les cartographies 3.26c, 3.27c, 3.28c et 3.29 montrent que la température, en tant que scalaire passif, est un bon marqueur des fréquences caractéristiques : la valeur du critère  $P$  est élevée dans les régions où un pic émerge. Ainsi, une autre façon de caractériser les régions d'émergence des fréquences caractéristiques consiste à tracer l'évolution de la DSP de la température  $T$  le long de la ligne de mélange ( $r/D = 0,5$ ) depuis la sortie du jet jusqu'à la paroi d'impact. Pour cela, on a parcouru la ligne de mélange  $r/D = 0,5$  avec la sonde fil froid et calculé le spectre en puissance pour chaque position axiale (figure 3.30).

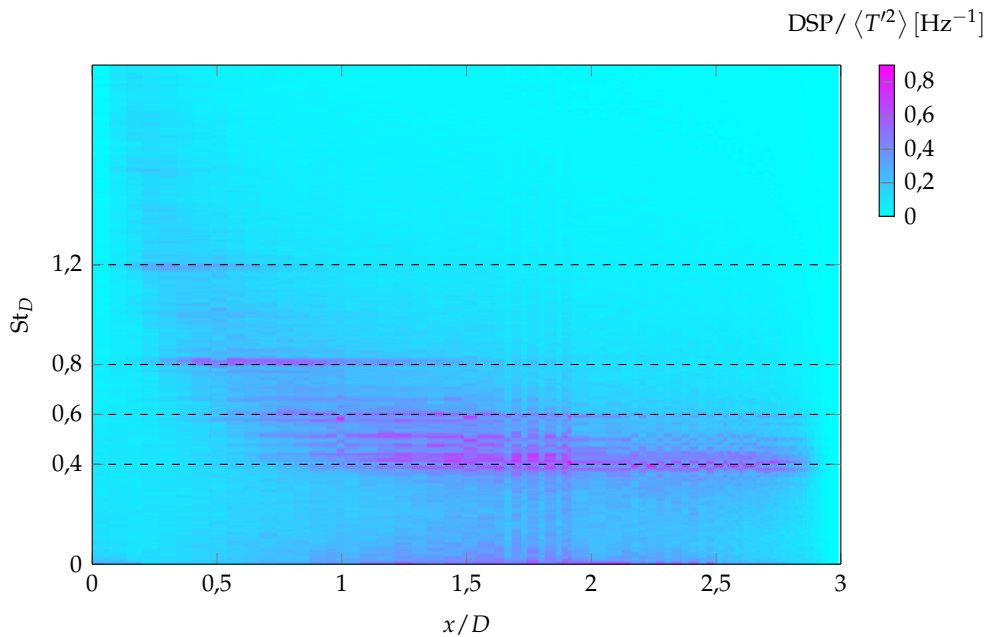


FIGURE 3.30 – DSP de la température  $T$  le long de la ligne de mélange  $r/D = 0,5$ .

On y retrouve les quatre fréquences caractéristiques ainsi que leur intervalle d'apparition le long du jet :

$$\begin{array}{l} \frac{St_D = 1,2 \quad x/D = 0,25 \text{ à } 0,75}{St_D = 0,8 \quad x/D = 0,25 \text{ à } 1,5} \\ \frac{St_D = 0,6 \quad x/D = 0,75 \text{ à } 1,75}{St_D = 0,4 \quad x/D = 1 \text{ à } 2,8} \end{array}$$

**Interprétation** Cette analyse montre que les harmoniques se succèdent dans un ordre décroissant à mesure que l'on progresse dans le jet depuis la sortie de la conduite. Cette succession semble indiquer un processus d'appariement tourbillonnaire à plusieurs étages. La fréquence la plus élevée ( $f = 510$  Hz,  $St_D = 1,2$ ) peut être associée aux structures annulaires de type Kelvin-Helmholtz présentes à la sortie du jet, mises en évidence à la figure 3.22 et dont la fréquence calculée à partir de la relation (3.5) est d'un ordre de grandeur similaire. L'appariement de deux structures successives provoque la formation d'une nouvelle structure de plus grande taille et divisée par deux la fréquence de passage. La réalité est probablement plus complexe avec un processus d'appariement multiple, tel que celui observé par Ho et Nosseir (1979).

Enfin, le fait que la fréquence de génération des anneaux tourbillonnaires à la sortie du jet soit un multiple de la fréquence fondamentale pourrait indiquer une influence du mode colonne sur la génération des instabilités à la sortie de la conduite. Browand et Laufer (1977) ont en effet suggéré qu'une onde de pression, issue du mode colonne, puisse remonter l'écoulement et déclencher les

instabilités primaires, indépendamment du mode de cisaillement pilotant normalement les fréquences des anneaux tourbillonnaires en sortie de buse (section 1.3.3.1). Le caractère semi-confiné de notre configuration pourrait accentuer ce phénomène et expliquer l'apparition très marquée des harmoniques du mode colonne dans les régions en amont de celui-ci.

Dans ce chapitre, nous avons dressé le portrait complet d'un écoulement de jet en impact à partir de quatre techniques expérimentales. L'écoulement a été caractérisé de manière **statistique, topologique et fréquentielle** :

- ▷ Les champs statistiques obtenus par LDV et S-PIV ont permis de décrire la structuration aérodynamique de l'écoulement moyen et du tenseur de Reynolds complet dans les trois régions caractéristiques (jet libre, région d'impact et jet pariétal). Pour la première fois, le champ de température moyen et fluctuant d'une configuration de jet non-isotherme en impact a été quantifié. L'utilisation d'une méthode inverse (ThEFA) a permis de déterminer la distribution du nombre de Nusselt et de l'efficacité sur la paroi d'impact, avec la présence d'un second maximum du nombre de Nusselt en  $r/D = 2,1$ .
- ▷ Les champs instantanés S-PIV ont été mis à profit pour recenser la position et la taille des structures tourbillonnaires dans l'écoulement, avec la mise en évidence d'une région d'approche des structures primaires vers  $r/D = 1,6$ .
- ▷ À partir des mesures résolues en temps, LDV et fil froid, nous avons établi des cartographies des régions de l'écoulement où des fréquences particulières émergent des densités spectrales de puissance. La fréquence associée au mode colonne du jet libre s'est révélée présente dans le jet pariétal et un lien a pu être dressé avec la trajectoire moyenne des structures primaires.

On a ainsi pu retrouver sur une configuration unique les phénomènes observés à plusieurs reprises dans la littérature (second maximum, structure primaire, fréquences particulières) mais par des auteurs différents et sur des configurations à plus faible nombre de Reynolds. Par ailleurs, on dispose désormais d'une **base de données expérimentale fiable** et bien documentée utilisable pour la validation de simulations numériques stationnaires RANS ou haute-fidélité (LES). Elles font l'objet de la seconde partie de ce manuscrit.



**Deuxième partie**

**Étude numérique**



## Chapitre 4

# Simulations RANS d'une configuration de jet chaud en impact

4.1 Paramètres de la simulation . . . . .	149
4.2 Comparaisons des modèles aux mesures expérimentales . . . . .	152
4.3 Influence de la concavité . . . . .	160
4.4 Influence de la condition thermique . . . . .	161

Les simulations numériques utilisant l'approche RANS sont peu coûteuses mais nécessitent l'utilisation d'un modèle de turbulence adapté. La revue bibliographique a montré que les modèles actuels ne sont pas encore capables de prévoir précisément les bons niveaux et l'allure exacte de la distribution des échanges sur la paroi d'impact.

Dans ce chapitre, on réalise des simulations RANS 2D axisymétriques reproduisant la configuration expérimentale à l'aide du solveur CEDRE. L'objectif est d'évaluer la pertinence des deux modélisations ayant prouvé, dans la littérature, la meilleure efficacité dans la prévision des échanges pariétaux. Ces simulations sont également mises à profit afin de vérifier que la légère déformation de la plaque, observée lors des mesures n'affecte pas les propriétés de l'écoulement. On évalue enfin l'influence de la condition limite thermique au niveau de la paroi d'impact sur les champs de vitesse et de température dans l'écoulement ainsi que sur les échanges pariétaux.

## 4.1 Paramètres de la simulation

### 4.1.1 Modèles évalués

Dans cette étude, deux modèles de turbulence sont évalués :

- ▷ Le modèle  $k - \omega - SST$  de [Menter \(1993\)](#) (section 1.5.3.2). Dans cette version du modèle ([Menter et al. 2003](#)), le limiteur pour la viscosité turbulente  $\mu_t$  est basé sur le tenseur du taux de déformation  $S$ .
- ▷ Le modèle à pondération elliptique  $\phi - \alpha$  de [Billard et Laurence \(2012\)](#). Ce modèle constitue une variante du modèle à relaxation elliptique  $\overline{v^2} - f$  initialement proposé par [Durbin \(1991\)](#) (section 1.5.3.2). Il se base toujours sur trois équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente  $k$ , une pour la dissipation  $\varepsilon$  et une équation de transport pour les

fluctuations normales à la paroi ( $\phi = \overline{v^2}/k$ ). L'influence de la paroi est modélisée au travers d'un coefficient de pondération  $\alpha$  entre l'expression proche paroi ( $\alpha = 0$ ) et l'expression homogène de  $f$  ( $\alpha = 1$ ). Ce coefficient est obtenu par la résolution d'une équation elliptique.

D'après la revue bibliographique (section 1.5.4.1), ces deux modèles sont potentiellement les mieux adaptés aux configurations de jet en impact. Les flux de chaleur turbulents sont modélisés à l'aide d'un nombre de Prandlt turbulent  $Pr_t$  constant dont la valeur est fixée à 0,9. La revue bibliographique (section 1.5.4.1) a en effet montré que la prise en compte d'une modélisation plus avancée des flux de chaleur turbulents (nombre de Prandlt variable, EAHFM) ne permettait pas d'améliorer la prévision des échanges à la paroi sur ce type de configuration.

#### 4.1.2 Domaine de calcul et configuration thermique

La figure 4.1 représente le domaine de calcul utilisé afin de reproduire le plus fidèlement la configuration expérimentale. L'écoulement étant statistiquement axisymétrique, on travaille avec un domaine 2D axisymétrique, avec l'axe de symétrie en  $r/D = 0$ . La condition d'entrée associée au jet est placée en  $x/D = 0$ . Des simulations préliminaires ont montré que la prise en compte d'une partie de la conduite en amont de la sortie du jet n'influence pas la forme de la solution. La géométrie de l'injecteur (capot externe et paroi verticale en téflon) est incluse dans le domaine jusqu'à trois diamètres en amont du plan de sortie. Le domaine de calcul s'étend radialement jusqu'à  $12D$  en aval du point d'impact. On décrit ci-dessous les choix effectués pour les conditions limites.

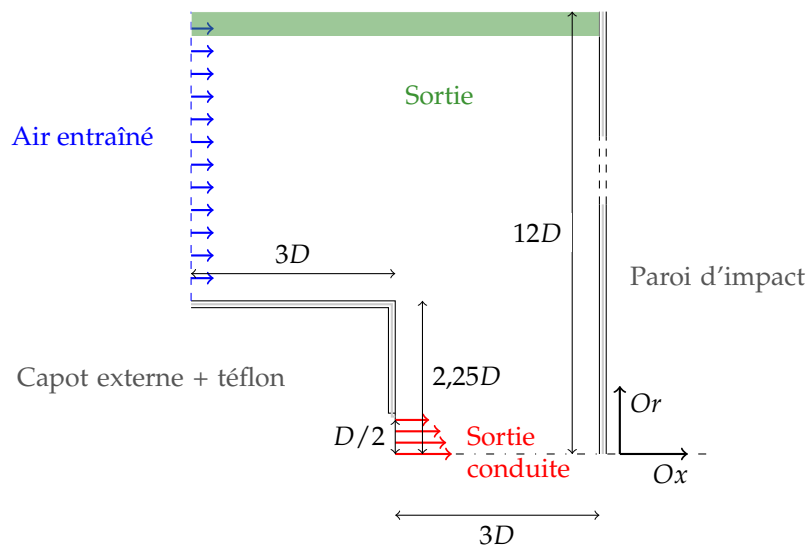


FIGURE 4.1 – Domaine de calcul 2D axisymétrique utilisé pour les simulations RANS.

**Condition d'injection** On impose le profil de vitesse moyen  $\langle u_x \rangle$  décrit analytiquement par la loi composite (3.1) établie à partir des mesures LDV (section 3.1.1). Les profils des variables turbulentes imposés sont obtenus à l'aide d'une simulation préliminaire d'une conduite longue ( $L/D = 66$ ). Cette simulation a également permis de montrer que la longueur de développement nécessaire pour atteindre un état turbulent pleinement développé (invariant dans la direction de l'écoulement) est d'environ  $L/D = 41$ , soit une longueur inférieure à celle de la conduite utilisée pour les mesures ( $L_c/D = 50$ ).

**Air entraîné** Au niveau de cette condition d'entrée, on impose les profils de vitesse moyens mesurés expérimentalement en  $x/D = -3$  (figure 3.14).

**Paroi d'impact** La paroi est non-glissante ( $\mathbf{u} = 0$ ). Du point de vue de la thermique, plusieurs choix sont possibles en fonction des comparaisons à effectuer avec les données expérimentales (tableau 4.1) :

Configurations	Condition limite thermique	Données accessibles	Simulation
①	Paroi isotherme à $T_p = T_p^{\text{eq}}(r)$ en configuration équilibrée	configuration LDV, S-PIV et fil froid	EQUI
②	Paroi isotherme à $T_p = 25^\circ\text{C}$	$\varphi_p$	ISO

TABLE 4.1 – Configurations thermiques possibles.

- ① Cette configuration correspond à celle pour laquelle les mesures dans l'écoulement (LDV, S-PIV et fil froid) ont été récoltées. La distribution de température de paroi  $T_p$  est celle atteinte à l'équilibre thermique (section 3.1.3.2).
- ② Cette configuration correspond à l'instant  $t = 0$  lors des mesures ThEFA (section 2.5). La plaque est à une température uniforme correspondant à la température ambiante. Dans ces conditions, le flux de chaleur convectif  $\varphi_p$  est maximal et élevé par rapport aux pertes en face arrière. Elle permet donc une comparaison fiable des flux de chaleur mesuré et calculé.

L'objectif étant de reproduire les conditions associées aux mesures dans l'écoulement (LDV, S-PIV et fil froid), nous imposons la température d'équilibre  $T_p = T_p^{\text{eq}}$  (RANS-EQUI). Nous évaluerons l'influence de la condition limite thermique sur l'écoulement et les échanges pariétaux en réalisant une simulation pour une température imposée de  $T_p = 25^\circ\text{C}$  (RANS-ISO).

**Paroi de l'injecteur** Les parois de l'injecteur (conduite, Téflon et capot extérieur) sont non-glissantes ( $\mathbf{u} = 0$ ) et adiabatiques ( $\varphi_p = 0$ ). Ce choix est justifié par le fait que, dans le montage expérimental, la conduite est maintenue à une température proche de la température du jet et que le capot extérieur et le téflon sont thermiquement isolés.

**Sortie** Au niveau de la condition de sortie, par laquelle l'ensemble du débit injecté est évacué, on fixe la pression à la pression atmosphérique  $p_e = 101\,325\text{ Pa}$ .

### 4.1.3 Solveur

Les simulations sont réalisées à l'aide de la plateforme CEDRE, développée par l'Onera et destinée à la résolution de problèmes multi-physiques (Refloch et al. 2011). Les équations RANS compressibles (1.35)-(1.37) sont résolues à l'aide du solveur CHARME par une approche volumes-finis sur des maillages non-structurés. Les simulations sont réalisées à l'aide d'un schéma de Roe d'ordre 2 pour la discrétisation spatiale, avec le limiteur de van Leer dans le cadre d'une approche MUSCL. L'intégration en temps est effectuée à l'aide d'un schéma d'Euler implicite rétrograde. On évalue la convergence vers la solution stationnaire à partir de la distribution du flux de chaleur  $\varphi_p$  au niveau de la paroi d'impact.



#### 4.1.4 Maillage

Le maillage non-structuré comporte environ 56 000 cellules (figure 4.2a) et résulte d'une étude

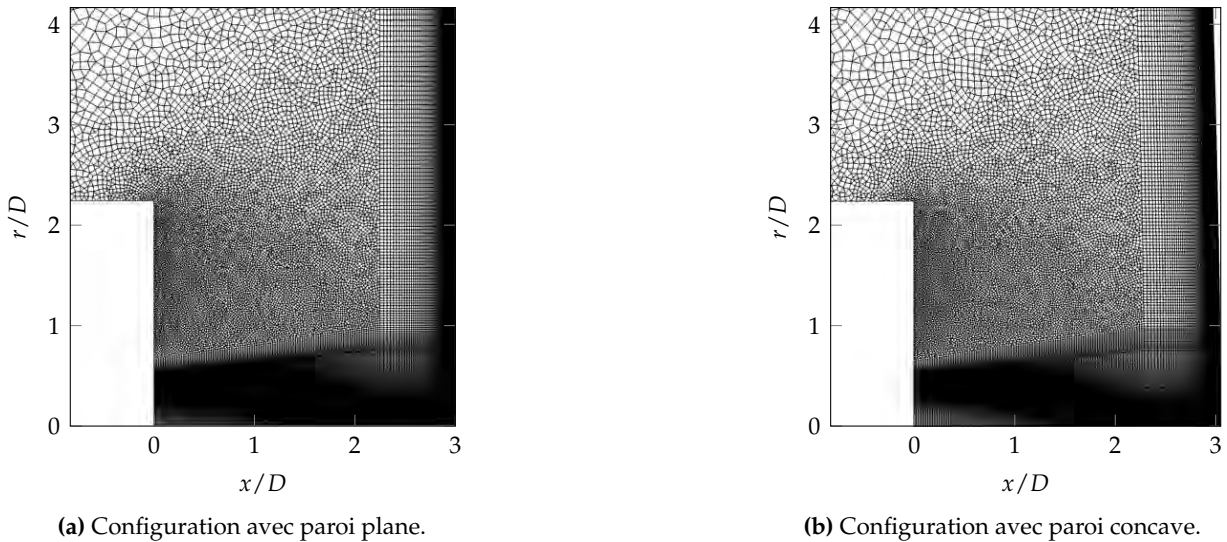


FIGURE 4.2 – Maillages 2D utilisés pour les simulations RANS.

de convergence en maillage. Les régions de jet libre, d'impact et du jet pariétal sont discrétisées à l'aide de quadrangles. Dans la région de jet libre et du jet pariétal, les cellules sont fortement anisotropes et orientées dans la direction principale de l'écoulement afin de capturer les plus forts gradients des champs moyens. Dans la région d'impact, où l'écoulement subit une forte déviation, les cellules sont isotropes. Au niveau de la paroi d'impact, les dimensions de cellules en unité de paroi sont respectivement  $\Delta n^+ = \Delta x^+ = 1$  (direction normale) et  $\Delta l^+ = \Delta r^+ = 500$  (direction longitudinale). Le maillage est progressivement déaffiné dans la région d'entraînement à l'aide de quadrangles et triangles.

Nous avons mentionné que, lors des mesures dans l'écoulement, la paroi d'impact subissait une légère déformation à cause de la dilatation thermique du matériau (figure 2.5). À la section 3.1.4, nous avons appliqué une correction géométrique aux profils mesurés au-dessus de la paroi d'impact afin de pouvoir les comparer à des résultats obtenus sur une plaque plane. Cette correction n'est licite que si la déformation n'influence pas les propriétés de l'écoulement. Une simulation est réalisée avec une plaque déformée (figure 4.2b) afin de vérifier cette hypothèse.

## 4.2 Comparaisons des modèles aux mesures expérimentales

Les résultats présentés ci-dessous correspondent aux simulations RANS-EQUI (paroi à l'équilibre thermique) et pour une plaque plane.

### 4.2.1 Champs aérodynamiques et thermiques

À la figure 4.3, on compare les champs de vitesse obtenus à l'aide des modèles  $k - \omega - SST$  et  $\phi - \alpha$  aux champs mesurés par S-PIV. Les régions du jet libre, d'impact et du jet pariétal sont bien reproduites par les deux modèles. La position du maximum de vitesse dans l'écoulement au-dessus de la paroi, définissant la frontière entre la région d'impact et le jet pariétal, est proche de  $r/D = 1$  comme observé expérimentalement (loupes à la figure 4.3, à gauche). Dans la région

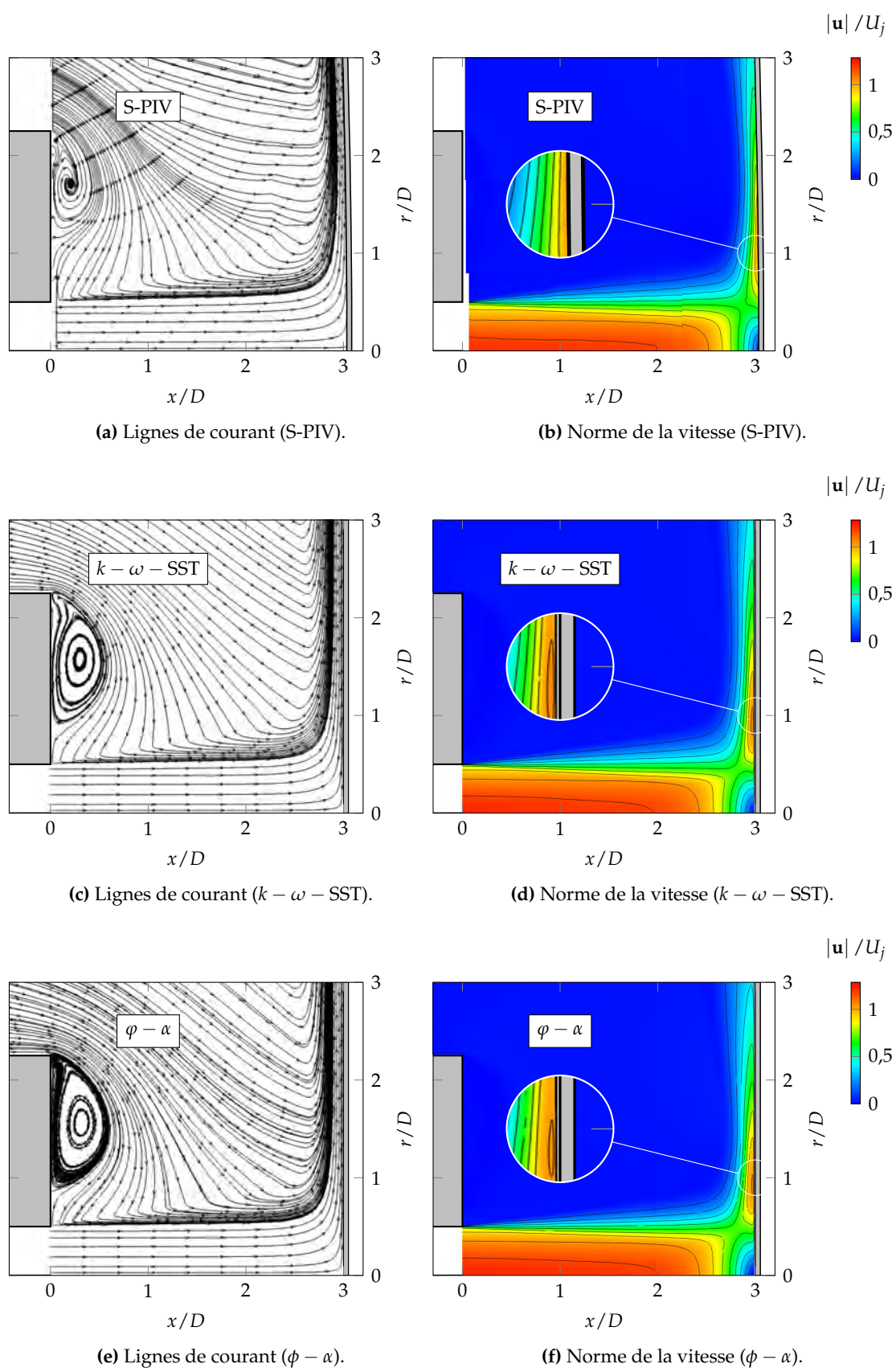


FIGURE 4.3 – Comparaison des modèles  $k - \omega - SST$  et  $\phi - \alpha$  avec les mesures S-PIV pour les champs moyens.

d'entraînement, les lignes de courant sont similaires à celles mises en évidence par les mesures, avec la formation d'une recirculation derrière le capot extérieur.

Aux figures 4.4a, 4.4b et 4.4d, on compare les champs d'énergie cinétique turbulente  $k$ . À nouveau, les caractéristiques principales de l'écoulement du jet sont plutôt bien reproduites par les deux modèles :

- ▷ Le développement de la couche de mélange dans la région du jet libre;
- ▷ L'amortissement des fluctuations turbulentes dans la région d'impact;
- ▷ Le développement du jet pariétal, avec l'énergie cinétique turbulente la plus élevée aux alentours de  $r/D = 1,7$ .

On note cependant que les niveaux de  $k$  sont mieux prévus par le modèle  $k - \omega - SST$  que le modèle  $\phi - \alpha$ , à la fois dans le jet libre et le jet pariétal.

Les figures 4.4c et 4.4e présentent le rapport de la viscosité turbulente  $\mu_t$  à la viscosité dynamique  $\mu$  pour les deux modèles. On constate que les deux modèles sont capables de prendre en compte l'amortissement de la turbulence dans la région d'impact. Cette capacité est reliée au limiteur de viscosité turbulente, basé sur le taux de déformation  $S$ , pour le modèle  $k - \omega - SST$  et à la pondération elliptique pour le modèle  $\phi - \alpha$ . Dans le jet pariétal, on constate que le modèle  $\phi - \alpha$  prévoit une augmentation de la viscosité turbulente aux alentours de  $r/D = 2$ , qui n'apparaît pas pour le modèle  $k - \omega - SST$ .

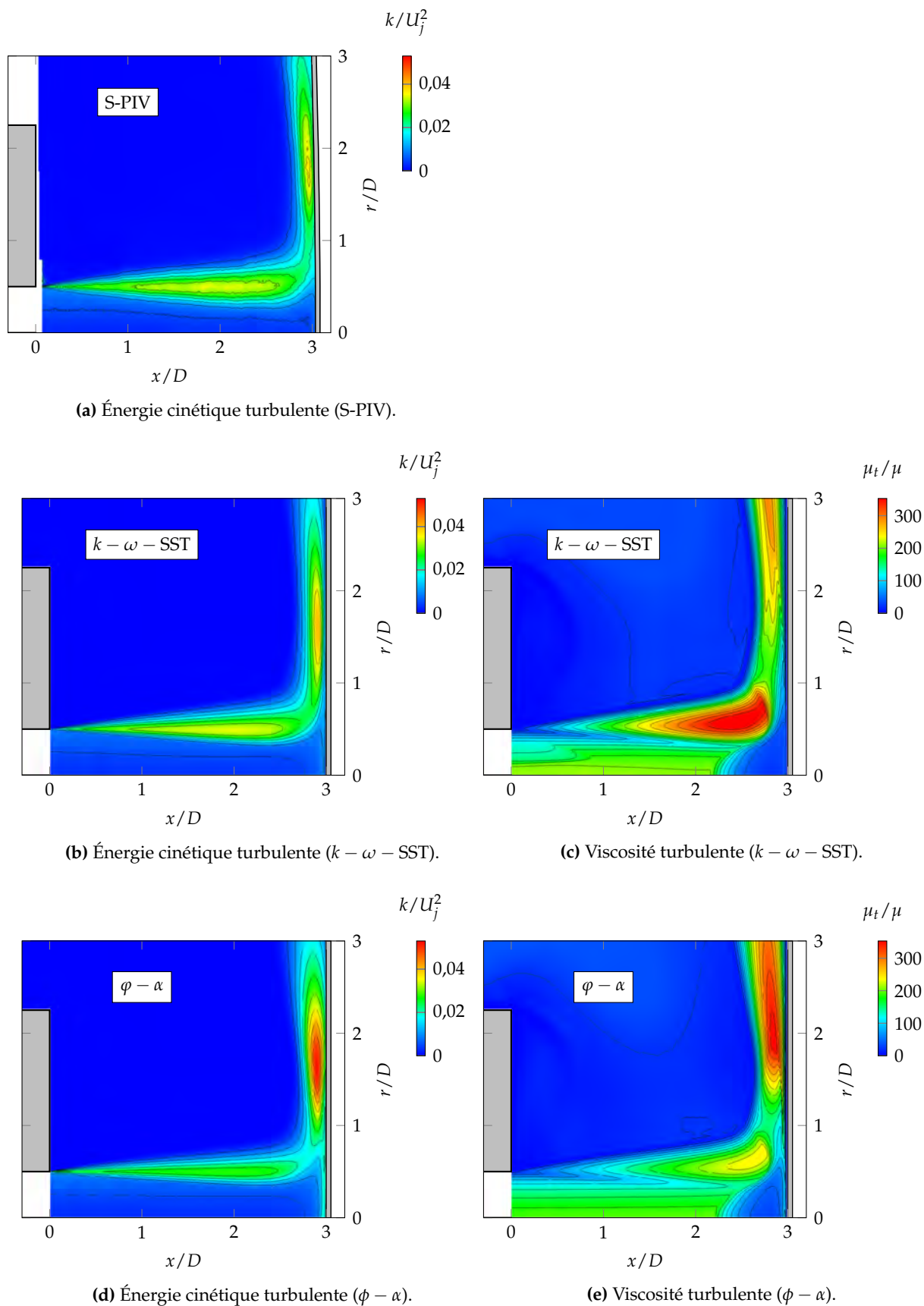
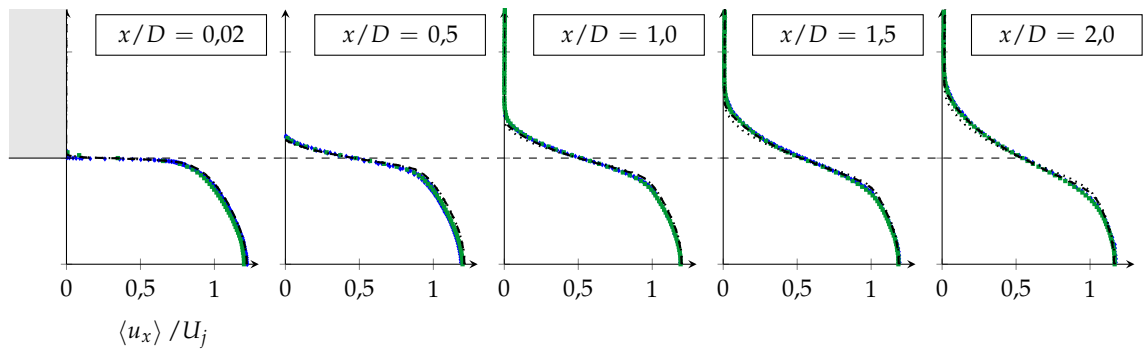
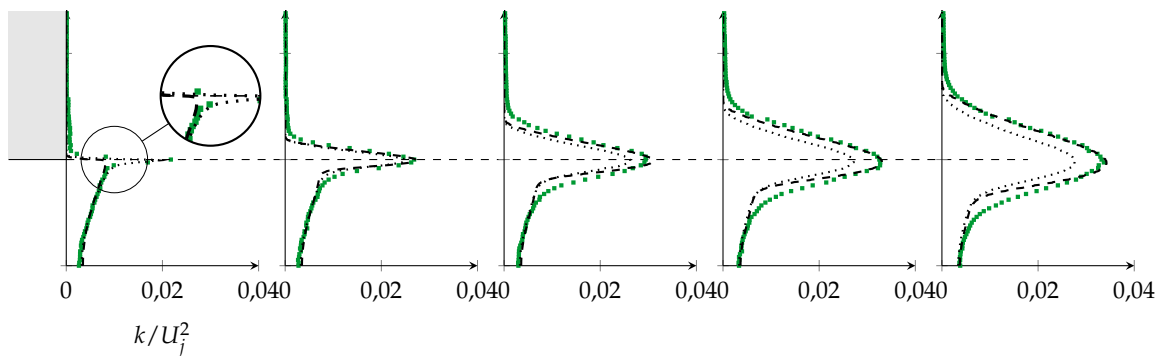


FIGURE 4.4 – Comparaison des modèles  $k - \omega - SST$  et  $\phi - \alpha$  avec les mesures S-PIV pour les champs turbulents.

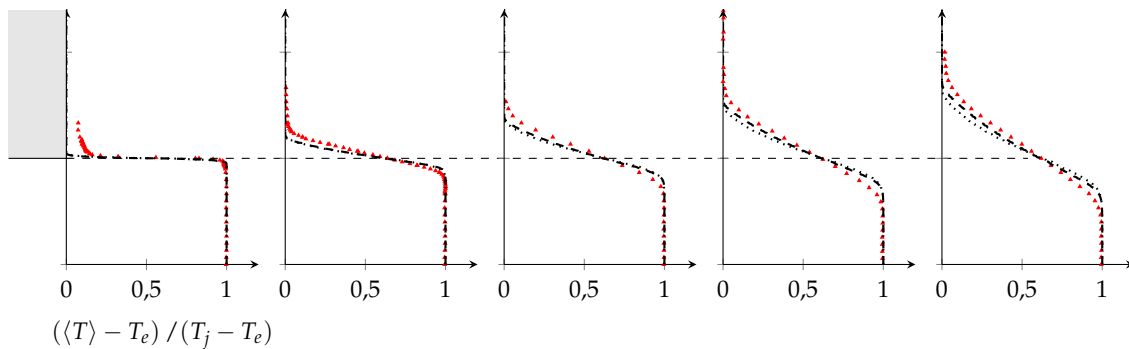
On s'intéresse maintenant aux profils de vitesse  $\langle u_x \rangle$ , d'énergie cinétique turbulente  $k$  et de température  $\langle T \rangle$  dans le jet libre (figure 4.5). Les profils de vitesse axiale (figure 4.5a) sont très



(a) Vitesse axiale.



(b) Énergie cinétique turbulente.



(c) Température.

FIGURE 4.5 – Comparaison des profils aérodynamiques et thermiques dans la région de jet libre. (♦) LDV. (◐) S-PIV. (▲) Fil froid. (-----)  $k - \omega - SST$ . (.....)  $\phi - \alpha$ .

proches des mesures pour les deux modèles. La figure 4.5b montre qu'au niveau de la sortie de la conduite ( $x/D = 0,02$ ) le modèle  $\phi - \alpha$  est capable de prévoir le pic de  $k$  au-dessus de la paroi de la conduite, contrairement au modèle  $k - \omega - SST$  (loupe à la figure 4.5b). En aval dans le jet, les niveaux maximum de  $k$  dans la couche de mélange sont cependant mieux reproduits par le modèle  $k - \omega - SST$  que par le modèle  $\phi - \alpha$ , qui les sous-estime d'environ 20% en  $x/D = 2$ . L'épaisseur de la couche de mélange est légèrement sous-estimée par les deux modèles. Les profils de température 4.5c montrent que l'extension radiale du cœur du jet, où la température se maintient à  $T_j$ , est légèrement surestimée par les deux modèles.

À l'aide de la figure 4.6, on analyse plus en détails les profils au-dessus de la paroi d'impact.

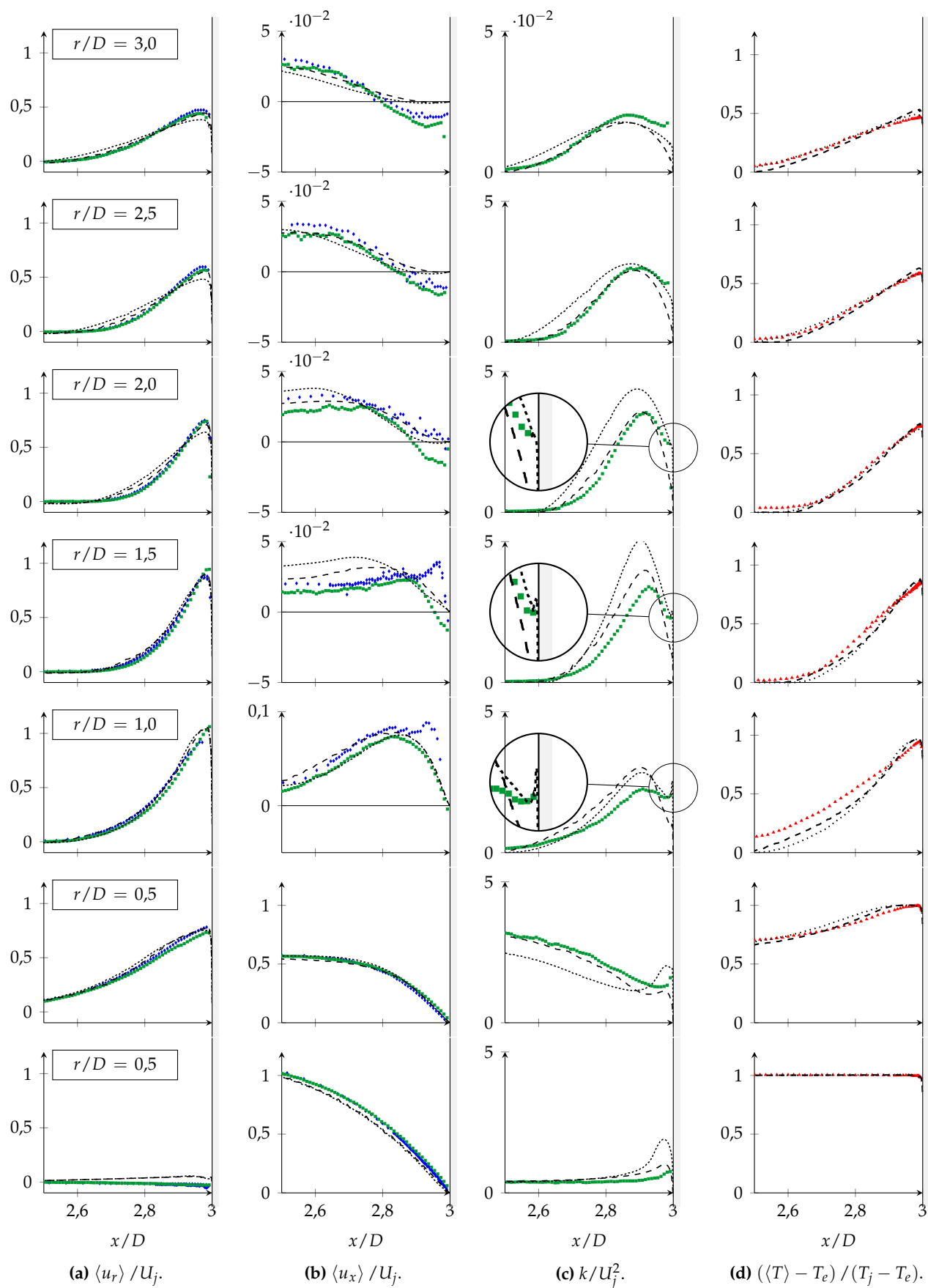


FIGURE 4.6 – Comparaison des profils aérodynamiques et thermiques au-dessus de la paroi d'impact. (◐) LDV. (◑) S-PIV. (◒) Fil froid. (-----)  $k - \omega - SST$ . (⋯⋯⋯)  $\phi - \alpha$ .

La figure 4.6a montre que les profils de vitesse radiale sont très bien reproduits par le modèle  $k - \omega - SST$  pour toutes les positions radiales. Le modèle  $\phi - \alpha$  prévoit correctement la vitesse radiale jusqu'à  $r/D = 1,5$ . Pour les positions plus en aval, ce modèle surestime le mélange dans la couche externe du jet avec une expansion axiale trop importante du jet pariétal et une sous-estimation de la vitesse radiale maximale. Dans la région d'impact, en  $r/D = 0$  et  $r/D = 0,5$ , les deux modèles reproduisent fidèlement l'amortissement de la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  (figure 4.6b). Plus en aval, les profils de vitesse axiale, dont la valeur est relativement faible, sont bien reproduits. Notons toutefois que les profils obtenus par les deux modèles aux positions radiales  $r/D = 1$  et  $r/D = 1,5$  ne présentent pas le pic de survitesse observé par les mesures LDV.

En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente (figure 4.6c), le modèle  $k - \omega - SST$  est le plus proche des mesures dans la région d'impact ( $r/D = 0$  et  $r/D = 1$ ), le modèle  $\phi - \alpha$  ayant tendance à surestimer  $k$  au voisinage de la paroi. Pour les positions plus en aval, il faut distinguer le comportement des modèles dans la couche externe et la couche interne du jet pariétal. Dans la couche externe, le modèle  $k - \omega - SST$  prévoit des niveaux de  $k$  similaires aux mesures alors que le modèle  $\phi - \alpha$  les surestime. C'est particulièrement le cas en  $r/D = 1,5$  et  $r/D = 2$ . Dans la région interne (entre  $x/D = 2,98$  et 3), le comportement des deux modèles est très différent, surtout pour les positions radiales comprises entre  $r/D = 1$  et 2,5. Le niveau de  $k$  se maintient à une valeur élevée plus proche de la paroi pour le modèle  $\phi - \alpha$  que pour le modèle  $k - \omega - SST$  (loupes à la figure 4.6c). On observe également en  $r/D = 1, 1,5$  et 2 la présence d'un pic de  $k$  en proche paroi pour le modèle  $\phi - \alpha$ , non observé pour le modèle  $k - \omega - SST$ .

La figure 4.6d présente les profils de température au-dessus de la paroi d'impact. L'accord entre les deux modèles et les mesures est très satisfaisant. Les différences les plus importantes sont observées en  $r/D = 1$ . Elles proviennent de la sous-estimation de l'expansion thermique du jet libre mise en évidence à la figure 4.5c pour les deux modèles.

Cette analyse montre que les champs aérodynamiques et thermiques sont reproduits de manière satisfaisante par les deux modèles. Le modèle  $k - \omega - SST$  est globalement le plus proche des mesures, à la fois pour les champs moyens et l'énergie cinétique turbulente.

## 4.2.2 Échanges thermiques à la paroi

**Méthode de calcul des coefficients d'échange** Dans le cadre d'un problème à « trois températures », comme c'est le cas pour un jet non-isotherme, la réalisation d'une simulation unique ne permet pas de déterminer à la fois la distribution du coefficient d'échange en convection  $h$  et la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$ . On rappelle que la température adiabatique de paroi correspond à celle qui engendrerait un flux de chaleur nul ( $\varphi_p = 0$ ) à la paroi, avec les propriétés du champ aérodynamique figées. On pourrait réaliser une simulation avec une condition de paroi adiabatique et récupérer la distribution de  $T_{ad,p}$ . Cependant, rien ne garantit a priori que le changement de condition thermique à la paroi n'altère pas le champ aérodynamique. Afin de déterminer la valeur de  $T_{ad,p}$  correspondant effectivement à l'écoulement de référence, on effectue une seconde simulation en imposant une température de paroi  $T_p^{(2)}$  légèrement différente de celle imposée dans la première simulation  $T_p^{(1)}$  :

$$T_p^{(2)} = T_p^{(1)} + \Delta T_p$$

La différence de température doit être suffisamment faible pour ne pas modifier les propriétés de l'écoulement ( $\Delta T_p = 2^\circ\text{C}$ ). À partir des distributions de flux de chaleur  $\varphi_p^{(1)}$  et  $\varphi_p^{(2)}$  issues des deux

simulations, il est alors possible de calculer  $h$  et  $T_{ad.,p}$  selon :

$$h = \frac{\varphi_p^{(2)} - \varphi_p^{(1)}}{T_p^{(2)} - T_p^{(1)}} \quad (4.1)$$

$$T_{ad.,p} = \frac{\varphi_p^{(1)} T_p^{(2)} - \varphi_p^{(2)} T_p^{(1)}}{\varphi_p^{(1)} - \varphi_p^{(2)}} \quad (4.2)$$

Cette méthode revient en fait à déterminer la pente de la tangente locale de la relation  $\varphi_p(T_p)$  pour déterminer  $h$ . La température adiabatique de paroi correspond à son intersection avec l'axe  $\varphi_p = 0$ .

On rappelle que le nombre de Nusselt  $Nu_D$  est calculé selon :

$$Nu_D = \frac{hD}{\lambda_f} \quad (4.3)$$

avec  $\lambda_f$  la conductivité thermique du fluide évalué à la température de film  $T_{eq} = \frac{T_p + T_{ad.,p}}{2}$ .

**Distribution du nombre de Nusselt** Les distributions du nombre de Nusselt obtenues pour les simulations RANS-EQUI sont tracées à la figure 4.7a et comparées aux mesures. On constate

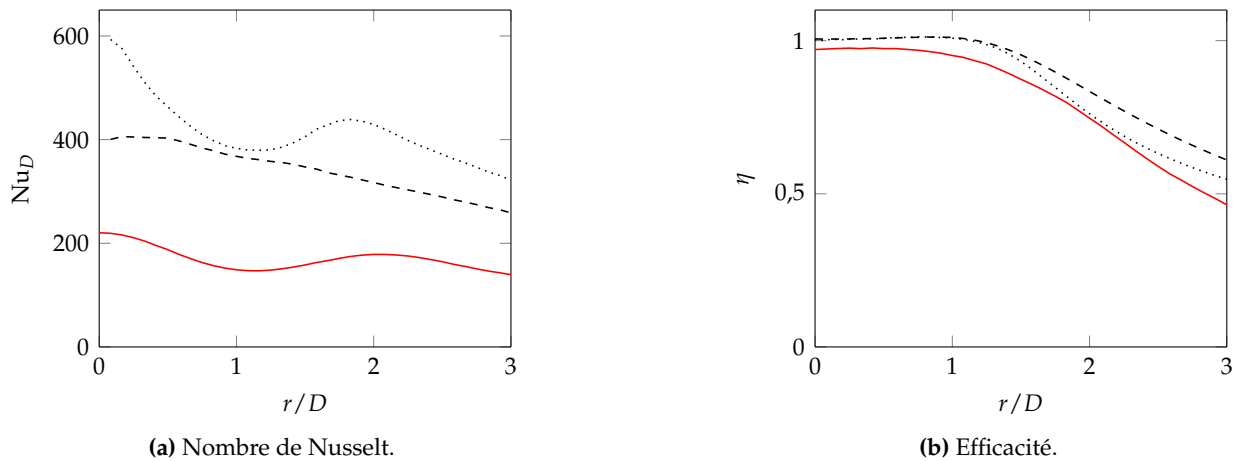


FIGURE 4.7 – Échanges de chaleur à la paroi d'impact. (—) Mesures TheFA. (---)  $k - \omega - SST$  (RANS-EQUI). (.....)  $\phi - \alpha$  (RANS-EQUI).

que les deux modèles surestiment fortement les échanges pariétaux sur l'ensemble de la paroi. Au point d'impact, le modèle  $k - \omega - SST$  prévoit un nombre de Nusselt deux fois plus élevé que les mesures. Il est trois fois plus élevé pour le modèle  $\phi - \alpha$ . De plus, la distribution de  $Nu_D$  prévue par modèle  $k - \omega - SST$  décroît de façon monotone depuis le point d'impact. En revanche, le modèle  $\phi - \alpha$  reproduit bien l'apparition du second maximum aux alentours de  $r/D = 2$ . L'intensité du second maximum relative au nombre de Nusselt au point d'impact est également bien prévue, avec  $Nu_D(r/D = 2) / Nu_D(r/D = 0) = 0,74$  pour le modèle et  $Nu_D(r/D = 2) / Nu_D(r/D = 0) = 0,81$  pour la distribution expérimentale.

Le comportement des deux modèles est conforme à la littérature vis-à-vis de l'allure de la distribution du nombre de Nusselt. Le modèle  $\phi - \alpha$ , à pondération elliptique, est capable de reproduire le second maximum à l'instar du modèle  $\bar{v}^2 - f$  utilisé par Behnia et al. (1998). Le modèle  $k - \omega - SST$  n'est, en revanche, pas capable de le prévoir comme mis en évidence dans



l'étude de Hofmann et al. (2007). On constate à la figure 4.4e que la position du second maximum correspond à l'endroit où la viscosité turbulente prévue par le modèle  $\phi - \alpha$  augmente dans le jet pariétal.

On montrera à la section 6.1.3 que la capacité de prévision du second maximum peut être reliée à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente au voisinage de la paroi dans la région où il apparaît.

Les résultats sont toutefois surprenants en ce qui concerne les niveaux de  $Nu_D$  prévus. Pour ces deux modèles, les dernières études (Zuckerman et Lior 2006) ont montré que, même si la distribution du nombre de Nusselt n'est pas encore reproduite de manière satisfaisante, les écarts observés avec les mesures restent limités à environ 30%. On rappelle que ces études ont été conduites sur des jets isothermes ( $T_j = T_e$ ) et pour un flux de chaleur  $\varphi_p$  imposé au niveau de la paroi d'impact. Les écarts très importants (plus de 100%) mis en évidence par nos simulations doivent certainement être attribués à notre configuration thermique particulière de jet non-isotherme. Contrairement à un jet isotherme, notre configuration fait intervenir « 3 températures », que l'on retrouve sur les profils de température dans la couche pariétale (figure 4.6d) :

- ▷ La température de la paroi  $T_p$ ;
- ▷ La température maximale dans le jet pariétal, atteinte à une certaine distance de la paroi et dont l'intensité résulte principalement des effets de mélange thermique entre le jet chaud à  $T_j$  et l'air ambiant à  $T_e$ .
- ▷ La température ambiante  $T_e$  à l'extérieur du jet pariétal

Dans notre cas, les profils de température au-dessus de la paroi sont non-monotones, contrairement à ceux qui seraient observés pour un jet isotherme à « deux températures » (la température extérieure et la température de paroi). Les échanges de chaleur au sein de l'écoulement ont donc lieu à la fois dans la couche interne du jet pariétal (entre le jet et la paroi) et dans la couche externe (entre l'écoulement ambiant et le jet), contrairement à un jet isotherme où les échanges ont lieu entre l'écoulement extérieur et la paroi uniquement. Dans la mesure où les champs aérodynamiques (vitesse et énergie cinétique turbulente) sont prévus de manière satisfaisante par les deux modèles, les écarts observés pour les échanges thermiques trouvent donc probablement leur origine dans la modélisation des flux de chaleur turbulents ( $Pr_t = 0,9$ ), inadaptée à cette configuration thermiquement complexe.

**Distribution de l'efficacité** La distribution de l'efficacité, définie comme

$$\eta = \frac{T_{ad.,p} - T_e}{T_j - T_e} \quad (4.4)$$

obtenue par les deux modèles est comparée aux mesures à la figure 4.7b. Pour cette grandeur, l'écart entre les modèles et les mesures est beaucoup plus faible que pour le nombre de Nusselt. On rappelle en effet que l'efficacité traduit principalement les effets de mélange dans l'écoulement au-dessus de la paroi d'impact, qui sont globalement bien reproduits par les deux modèles.

Le plateau  $\eta = 1$  dans la région d'impact, entre  $r/D = 0$  et 1, est bien capturé par les deux modèles. La pente de la décroissance de l'efficacité après ce plateau est mieux reproduite par le modèle  $k - \omega - SST$ . On a en effet observé une surestimation du mélange dans le jet pariétal pour le modèle  $\phi - \alpha$  (figure 4.6a), expliquant la décroissance plus rapide de  $\eta$ .

### 4.3 Influence de la concavité

À l'aide des simulations RANS, nous pouvons évaluer l'influence de la déformation de la paroi d'impact. Seul le modèle  $k - \omega - SST$  est présenté, dans la mesure où le modèle  $\phi - \alpha$  fournit des

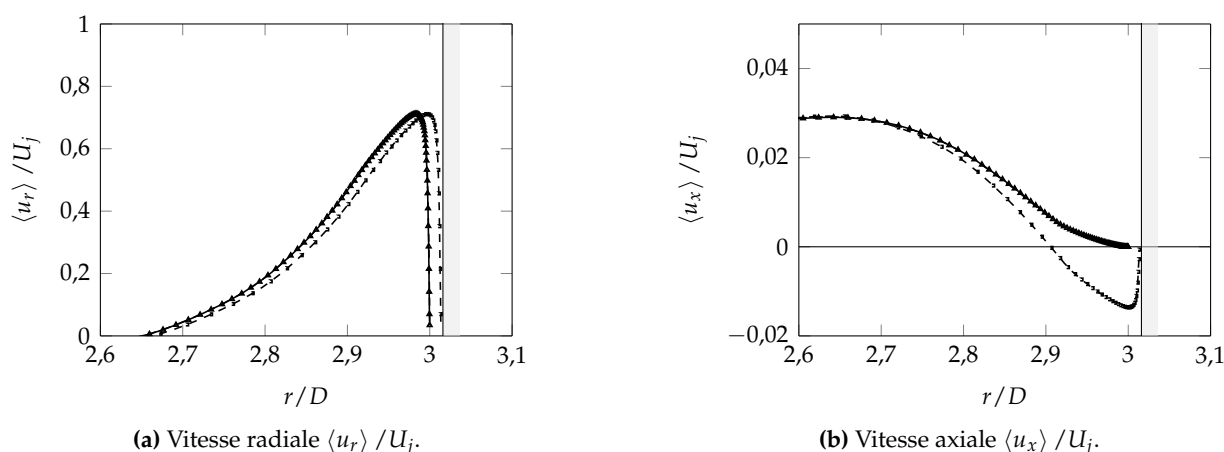


FIGURE 4.8 – Influence de la déformation de la paroi. (—▲—) Paroi plane. (---) Paroi concave. (---·) Paroi concave : profils corrigés.

conclusions similaires. On compare à la figure 4.8 les profils de vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  et axiale  $\langle u_x \rangle$  dans le jet pariétal en  $r/D = 2$  obtenus par :

- ▷ La simulation avec paroi plane;
- ▷ La simulation avec paroi concave;
- ▷ L'application de la correction géométrique introduite à la section 3.1.4 sur les profils issus de la simulation avec paroi concave.

Pour les deux composantes de vitesse, on constate que le profil corrigé se superpose parfaitement avec le profil issu de la simulation avec paroi plane. La déformation concave de la paroi semble donc suffisamment faible pour ne pas altérer les propriétés de l'écoulement par rapport à celui qui serait observé sur une plaque plane. D'après ces modèles, la correction appliquée aux profils expérimentaux est donc licite. Les distributions de  $Nu_D$  et  $\eta$  se sont également relevées inchangées par ce changement de géométrie. La portée de ces conclusions est toutefois limitée par le fait que les modèles utilisés ne sont pas dédiés à la prise en compte des effets de courbure. L'utilisation du modèle DRSM permettrait d'en tenir compte.

## 4.4 Influence de la condition thermique

Dans cette section, nous évaluons l'influence de la condition thermique imposée à la paroi d'impact sur les champs aérodynamiques et thermiques ainsi que les échanges pariétaux. On rappelle que les deux configurations simulées correspondent respectivement :

- ▷ À l'instant  $t = 0$  des mesures ThEFA (RANS-ISO);
- ▷ À l'état d'équilibre thermique correspondant aux mesures LDV, S-PIV et fil froid (RANS-EQUI).

Seul le modèle  $k - \omega - SST$  est présenté, dans la mesure où le modèle  $\phi - \alpha$  fournit des conclusions similaires. On constate aux figures 4.9a et 4.9b que la vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  et l'énergie cinétique turbulente  $k$  dans le jet pariétal ne sont pas influencées par la condition thermique. La figure 4.9c montre en revanche que le profil de température est modifié par la condition thermique au voisinage de la paroi (à partir de  $x/D = 2,9$ ). À une distance plus éloignée de la paroi d'impact, la condition thermique pariétale n'influence plus le champ thermique dans l'écoulement.

On s'intéresse maintenant aux échanges pariétaux. La figure 4.10a montre que le frottement pa-

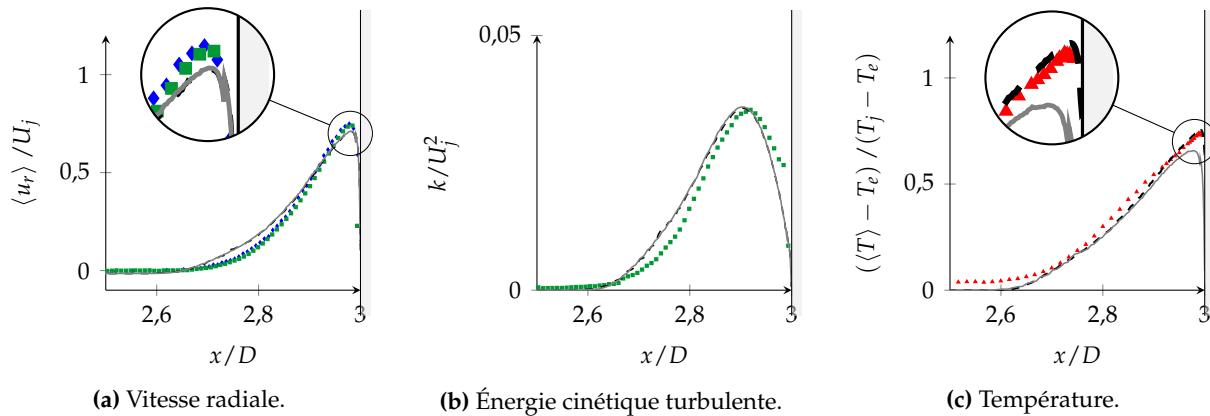


FIGURE 4.9 – Influence de la condition limite thermique à la paroi d’impact sur les profils aérodynamiques et thermiques dans le jet pariétal à la position radiale  $r/D = 2$ . (●) LDV. (■) S-PIV. (▲) Fil froid. (-----) RANS-ISO. (—) RANS-EQUI.

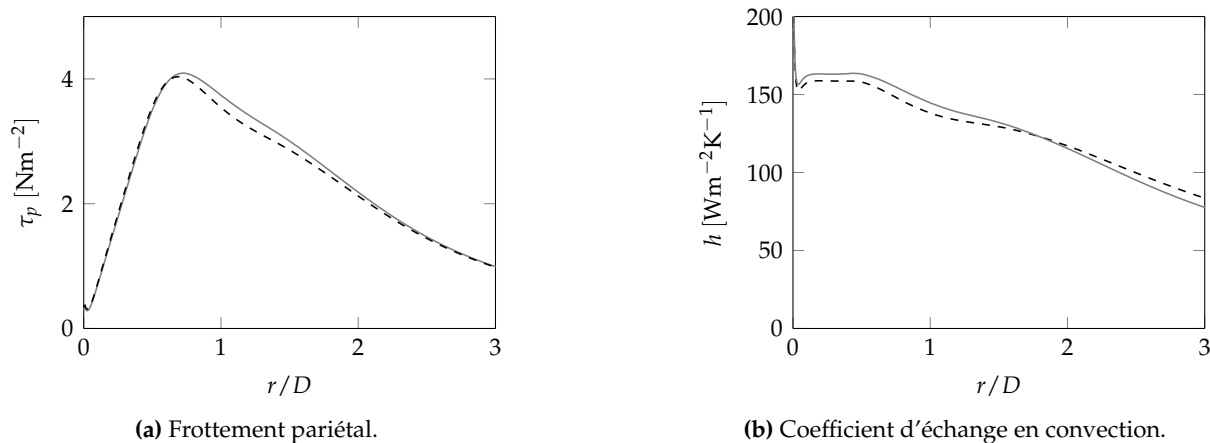


FIGURE 4.10 – Influence de la condition limite thermique à la paroi d’impact sur la distribution des échanges pariétaux. (—) RANS-ISO. (-----) RANS-EQUI.

riétal  $\tau_p$  est légèrement plus élevé (4%) pour la simulation RANS-ISO. On observe à la figure 4.10b que le coefficient d’échange en convection  $h$  est aussi légèrement plus élevé pour cette configuration.

Ces résultats montrent que la condition limite thermique influence peu l’aérodynamique de l’écoulement au-dessus de la paroi d’impact et que les coefficients d’échange en convection sont très proches en configuration ① et ②. On peut donc dire que, dans la gamme de température de notre étude, le couplage aérothermique est faible. L’aérodynamique fixe les transferts de chaleur, sans que ces derniers n’interviennent sur les propriétés du champ de vitesse. La reproduction des profils de température nécessite cependant une condition thermique correspondant à la configuration équilibrée. On se basera sur ces conclusions pour justifier le choix de la configuration thermique simulée par LES (chapitre 5).

Ce premier chapitre dédié à la simulation numérique de la configuration expérimentale a permis d'évaluer la pertinence des deux modélisations RANS ayant montré les meilleures performances sur ce type de configuration. Le modèle  $k - \omega - SST$  reproduit de manière très satisfaisante les champs aérodynamiques et thermiques moyens ainsi que les niveaux de turbulence. Ces derniers ont tendance à être sous-estimés dans le jet libre et surestimés dans le jet pariétal par le modèle  $\phi - \alpha$ . Malgré la bonne prévision des champs dans l'écoulement, ces modèles ont cependant été mis en défaut en ce qui concerne la prévision des échanges thermiques à la paroi, avec une importante surestimation du nombre de Nusselt. Mentionnons toutefois la capacité du modèle  $\phi - \alpha$  à prévoir l'intensité relative et la position du second maximum. La modélisation des flux de chaleur turbulents à l'aide d'un nombre de Prandtl turbulent constant n'est probablement pas adaptée à notre configuration de jet non-isotherme. La réalisation d'une simulation LES permettra de s'affranchir de ce niveau de modélisation dans l'espoir de mieux prévoir les échanges pariétaux.

Le faible coût des simulations RANS a également été mis à profit pour montrer que la déformation de la paroi d'impact et la condition thermique de la plaque n'influencent pas (ou peu) les propriétés de l'écoulement.



## Chapitre 5

---

# Mise en place d'une simulation LES d'un écoulement de jet en impact

---

5.1 Stratégie pour la résolution des équations LES . . . . .	165
5.2 Configuration simulée et maillage . . . . .	167
5.3 Stratégie pour la perturbation de l'écoulement . . . . .	173
5.4 Stratégie de simulation . . . . .	180

---

L'approche LES consiste à résoudre une partie du spectre turbulent tandis que les échelles non-résolues sont modélisées. Ce type de simulation permet également de récolter des données instationnaires et 3D sur l'écoulement, utiles pour la compréhension des mécanismes associés aux transferts thermiques. Pour ces raisons, notre objectif est de réaliser une simulation LES de la configuration expérimentale traitée dans la première partie. Lors de la synthèse bibliographique sur le sujet, nous avons mis en évidence que la mise en place d'une telle simulation requiert le choix d'une stratégie pour :

- ▷ La modélisation de la contribution des échelles non-résolues;
- ▷ La définition d'un maillage, en vue de respecter les critères d'une LES « résolue à la paroi » ([Piomelli et Chasnov 1996](#));
- ▷ La perturbation de l'écoulement en amont de la sortie de la conduite.

Notre configuration se distingue des précédentes simulations de la littérature par la valeur élevée du nombre de Reynolds, impliquant de fortes contraintes sur le maillage.

Dans ce chapitre, on décrit la stratégie mise en place pour effectuer une simulation LES de notre configuration à l'aide du solveur *elsA*. Dans un premier temps, on présente le code utilisé ainsi que les schémas numériques sélectionnés. On décrit ensuite la configuration simulée et le maillage élaboré pour respecter les contraintes LES. On justifie la sélection d'une stratégie de perturbation de l'écoulement en amont de la sortie du jet à l'aide d'une simulation de conduite. Enfin, on discute des temps de simulation et des données extraites.

### 5.1 Stratégie pour la résolution des équations LES

Les équations de Navier-Stokes (1.26)-(1.28) sont résolues à l'aide du solveur *elsA*, développé conjointement par l'Onera et le CERFACS. On pourra se référer à [Cambier et al. \(2013\)](#) pour une

description générale du code et de ses fonctionnalités. Ce solveur est basé sur l'approche volumes-finis « cell-centered » sur des maillages structurés multi-blocs. Pour plus de détails sur l'expression des flux ainsi que les discrétisations spatiales et temporelles disponibles, on se référera au manuel théorique (Lantos et al. 2014).

Pour notre simulation, nous nous basons sur des schémas d'ordre élevé et l'utilisation d'un filtre sélectif pour la modélisation de sous-maille (section 1.5.3.3). Cette stratégie a été développée et appliquée sur des configurations de jet libre subsonique par Bogey et al. (2003); Bogey et Bailly (2006); Bogey et Bailly (2009); Bogey et al. (2011) pour des nombres de Reynolds  $Re_D$  compris entre 1 700 et 500 000. Bogey et Bailly (2006) ont mis en évidence l'intérêt de cette approche par rapport à l'utilisation d'un modèle explicite pour le tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau_{SGS}$ . Contrairement au filtre sélectif qui n'agit que sur les plus petites échelles résolues de l'écoulement et n'influence pas les grandes échelles, l'utilisation d'un modèle de sous-maille DSM (Smagorinsky dynamique) dissipe l'énergie pour toutes les échelles, de la même manière que le ferait la viscosité moléculaire pour des écoulements à bas Reynolds.

Les schémas numériques et le modèle de sous-maille sélectionnés pour notre étude sont ceux utilisés par Fosso et al. (2015) et Le Bras (2016) pour la simulation de jets libres subsoniques dans le cadre d'applications aéroacoustiques. Leurs propriétés sont brièvement présentées ci-dessous. Le lecteur intéressé trouvera plus de détails dans Fosso (2011), Le Bras (2016) et Deniau et al. (2016).

## Discrétisation spatiale

**Flux convectif** Pour la discrétisation spatiale des flux convectifs, nous avons sélectionné le schéma compact d'ordre élevé de Lele (1992), récemment adapté à une formulation volumes-finis (VF) et implanté dans le solveur *elsA* dans le cadre de la thèse de Fosso (2011). Dans une approche VF, les équations de conservation sont résolues sous la forme d'un bilan de flux sur les cellules. Le calcul des flux aux interfaces est obtenu en reconstruisant l'état moyen sur celles-ci. Dans le cadre du schéma de Fosso (2011), cet état résulte d'une interpolation implicite d'ordre 6. Le terme *implicite* provient du fait que l'interpolation spatiale nécessite la résolution d'un système linéaire tridiagonal. Ce schéma est qualifié de *compact* car il permet d'atteindre un ordre élevé à partir d'un stencil relativement réduit par rapport à d'autres schémas, comme les formulations explicites. L'expression numérique complète du schéma est disponible dans Fosso et al. (2010). Ces derniers ont montré que l'ordre effectif du schéma est d'au moins 5, même sur des maillages 3D non-uniformes.

Le schéma compact VF de Fosso et al. (2010) est centré, peu dispersif et non-dissipatif. Pour cette raison, il nécessite d'être stabilisé à l'aide d'un filtre. Le filtre sélectif de Visbal et Gaitonde (2002) d'ordre 8 est utilisé (paramètre de filtrage  $\alpha_f = 0,47$ ). Il élimine les oscillations hautes fréquences sans affecter les échelles discrétisées par plus de 4 points. Le Bras (2016) a montré que la combinaison du schéma compact VF et du filtre résout correctement une longueur d'onde discrétisée sur seulement 6 points, contrairement à une vingtaine de points pour un schéma classique d'ordre 2 (Roe, etc.), illustrant l'intérêt d'un tel schéma dans le cadre de la LES.

Les frontières de domaine (raccords entre blocs et conditions limites) nécessitent des traitements particuliers à cause du caractère implicite du schéma et du filtre. Ces derniers sont développés dans la thèse de Le Bras (2016).

**Flux diffusifs** Les flux diffusifs sont calculés à l'ordre 2 à l'aide d'une stratégie basée sur un stencil de 5 cellules et l'application d'une correction pour éviter des oscillations paires-impaires (approche 5pcorr dans Lantos et al. (2014)). L'expression complète des flux diffusifs est détaillée par Le Bras (2016).

**Discrétisation temporelle** L'intégration temporelle est effectuée sous forme explicite à l'aide du schéma classique à 4 pas de Runge-Kutta (RK4), d'ordre 4. La stabilité de l'intégration explicite est assurée par une condition sur le nombre CFL (Courant-Friedrich-Lewy) :

$$\text{CFL} = \frac{(u + c) \Delta t}{\Delta x} \quad (5.1)$$

avec  $u$  la vitesse de convection,  $c$  la célérité du son,  $\Delta x$  la discrétisation spatiale et  $\Delta t$  le pas de temps. Fosso (2011) a montré que la limite de stabilité du schéma compact VF est de  $\text{CFL} = 1,4$ , pour une équation d'advection linéaire. Pour une vitesse  $u + c$  donnée, cette condition implique que la dimension de la plus petite cellule du maillage  $\Delta x_{\min}$  fixe le pas de temps  $\Delta t$ .

**Modélisation de sous-maille** L'approche LES nécessite de faire un choix de modélisation pour le modèle de sous-maille, dont l'effet principal est de dissiper l'énergie des petites échelles. Pour notre étude, nous utilisons une approche LES-RF (section 1.5.3.3) avec pour filtre sélectif celui de Visbal et Gaitonde (2002), stabilisant le schéma compact VF. Le Bras (2016) a montré que ce filtre possède des propriétés intéressantes dans le cadre du filtrage explicite LES, en montrant notamment que la dissipation moléculaire est supérieure à la dissipation produite par le filtre pour les longueurs d'ondes discrétisées sur plus de 6 points. En d'autres termes, le filtrage sélectif n'affecte que les longueurs d'onde proches de la limite de résolution du schéma numérique.

## 5.2 Configuration simulée et maillage

### 5.2.1 Domaine de calcul

Le domaine de calcul doit représenter le plus fidèlement possible la configuration expérimentale (section 2.1). Le domaine est 3D axisymétrique. On a représenté un plan méridien à la fi-

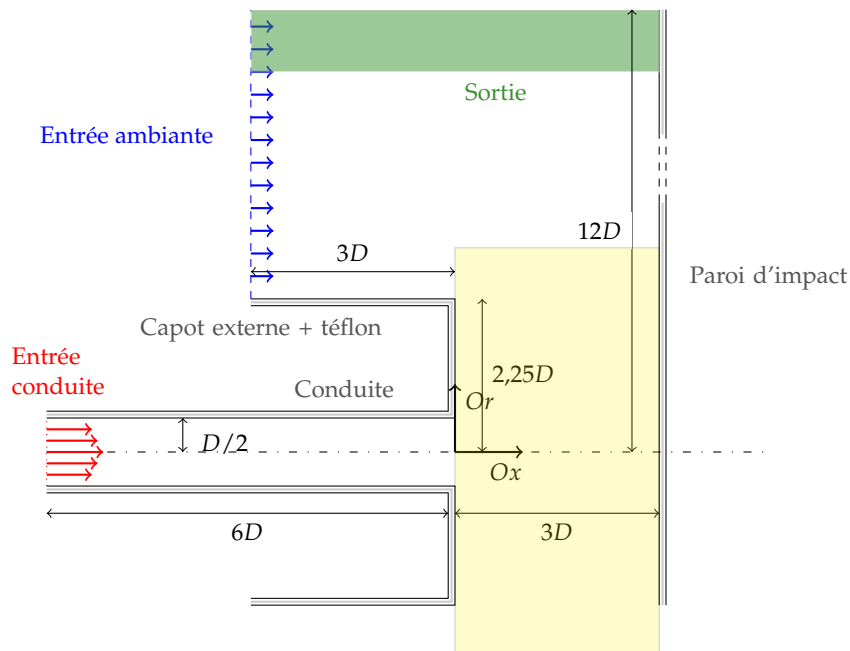


FIGURE 5.1 – Domaine de calcul. (Rectangle jaune) Domaine d'intérêt.

gure 5.1. L'origine du repère est situé au centre du plan de sortie de la conduite. La plaque est représentée par un disque de diamètre  $12D$  situé en  $x = 3D$ . La géométrie complète de l'injecteur



(capot extérieur et plaque de Téflon) est prise en compte. Le domaine ambiant est inclus dans le domaine de calcul jusqu'à  $x = -3D$ . On dispose en effet des profils de vitesse expérimentaux à cet endroit, où l'on prescrira une condition limite d'entrée. Une portion de conduite de  $6D$  en amont du plan de sortie est comprise dans le domaine. Cette configuration correspond à celle généralement utilisée dans la littérature lorsqu'il s'agit de simuler un jet en impact. Elle se distingue cependant sur deux points :

- ▷ Alors que la condition limite de sortie est généralement située à  $6D$  du point d'impact (Dewan et al. 2012), nous l'avons placée à une distance plus importante de  $12D$ . Des calculs préliminaires ont montré que le diamètre important ( $2,25D$ ) du capot extérieur nécessite d'éloigner la condition de sortie pour éviter tout écoulement de retour;
- ▷ La longueur de la conduite en amont du plan de sortie du jet. Celle-ci est généralement inférieure à  $2D$  (Lodato et al. 2009 ; Shum-Kivan et al. 2014 ; Dairay et al. 2015). On justifiera le choix d'une longueur plus importante par un calcul préliminaire de conduite à la section 5.3.2.

On a représenté à la figure 5.1 le domaine d'intérêt dans lequel on désire une résolution fine de l'écoulement afin de comparer les résultats aux données expérimentales. Il démarre au niveau du plan de sortie et se poursuit jusqu'à la plaque. Il s'étend radialement jusqu'à la position  $r/D = 3$ , avant laquelle se déroulent les principaux phénomènes qui nous intéressent (second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt et approche des structures primaires). Le domaine simulé se différencie du montage expérimental sur deux points :

- ▷ La paroi d'impact simulée est plane alors qu'elle est déformée dans l'expérience. Ce choix est justifié par la non-influence de la concavité sur les profils aérodynamiques dans le jet pariétal mise en évidence à l'aide des simulations RANS (chapitre 1.5.3.2).
- ▷ La paroi d'impact dans la simulation est circulaire et s'étend jusqu'à  $12D$  alors qu'elle est carrée de côté  $10D$  lors des mesures dans l'écoulement. Cette différence ne perturbe pas le domaine d'intérêt s'arrêtant en  $r/D = 3$ .

## 5.2.2 Stratégie de maillage

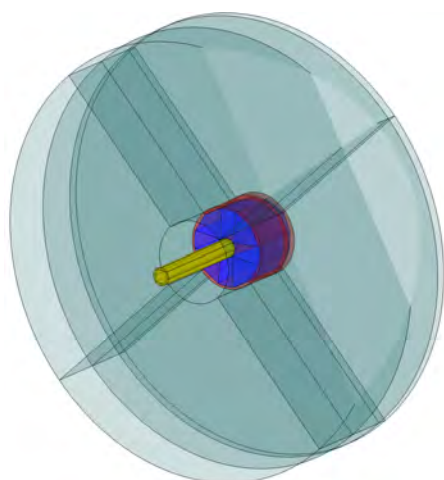
Les maillages structurés multi-blocs présentent l'avantage d'être légers du point de vue du stockage et facilement paramétrables. Néanmoins, leur élaboration est rendue complexe par le fait qu'une ligne de maillage (iso- $i,j,k$ ) ne puisse être interrompue et doive être prolongée jusqu'à la frontière du domaine ou fermée sur elle-même. Le nombre important de cellules requis dans une région particulière de l'écoulement devra être propagé sur le reste du domaine. Nous décrivons ci-dessous la topologie élaborée dans le but de rationaliser le nombre de lignes de maillage malgré les contraintes de LES « résolue à la paroi » à respecter (rappelées au tableau 1.11).

### 5.2.2.1 Topologie

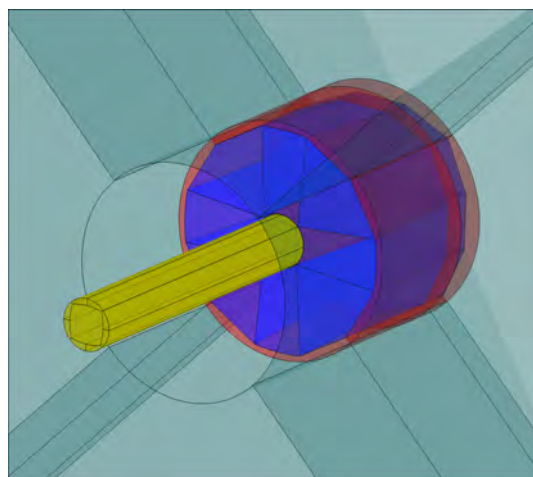
La figure 5.2 représente la topologie du maillage. Pour illustrer notre stratégie, les 71 blocs constituant le maillage sont répartis en 4 groupes :

- ▷ Blocs de conduite et cœur du jet (jaune);
- ▷ Blocs en « O-4H » (bleu);
- ▷ Blocs de raccord à la géométrie (rouge);
- ▷ Blocs de déraffinement (vert).

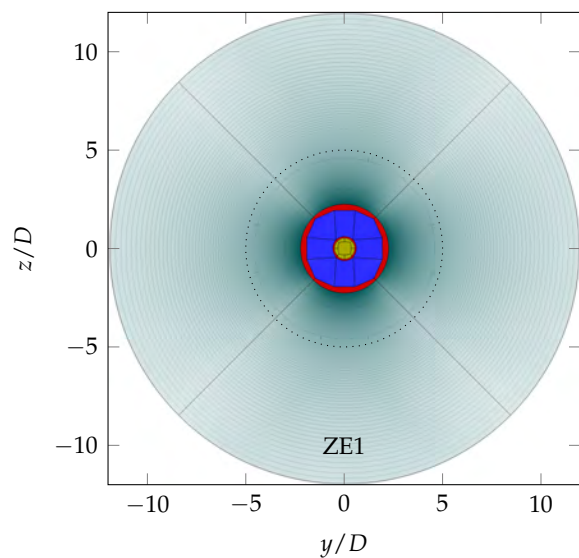
Globalement, le maillage est construit par extrusion dans la direction axiale  $\mathbf{e}_x$  (figure 5.2f) d'un motif dans le plan ( $\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ ) (figure 5.2d).



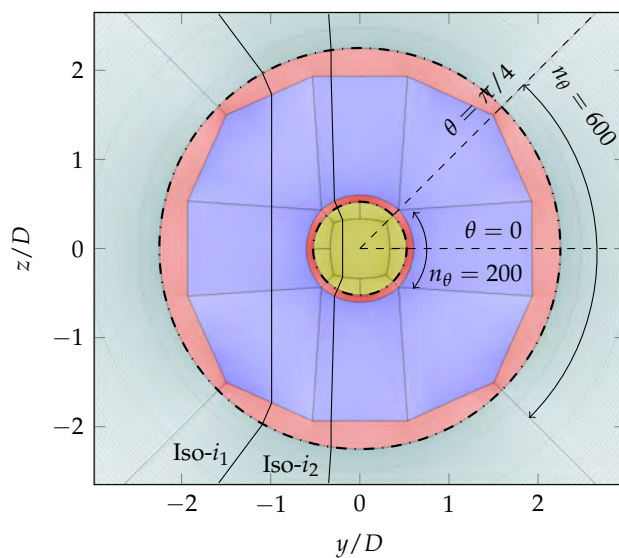
(a) Vue 3D.



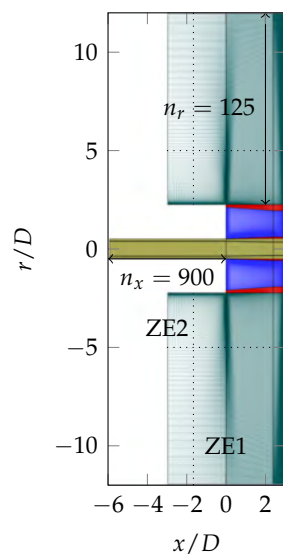
(b) Vue 3D (zoom).



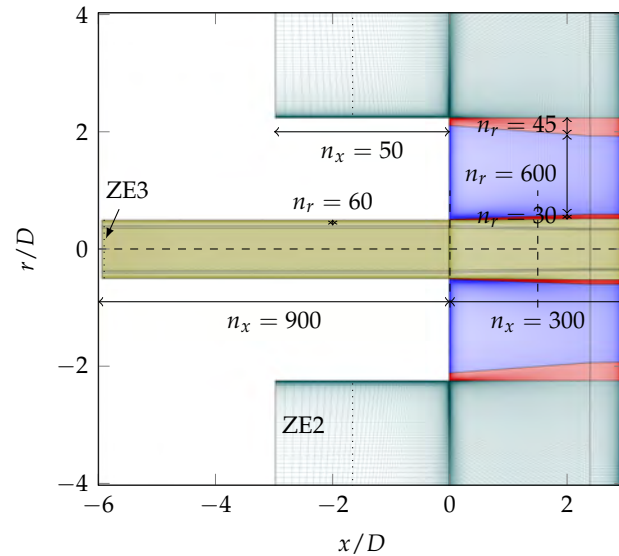
(c) Coupe dans le plan  $(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ .



(d) Coupe dans le plan  $(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$  (zoom).



(e) Coupe dans le plan  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ .



(f) Coupe dans le plan  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$  (zoom).

FIGURE 5.2 – Topologie du maillage.

Pour mailler un écoulement de jet rond, la topologie en « O-H » est la plus simple permettant d'éviter la singularité sur l'axe de symétrie et de garantir un niveau de résolution suffisant dans la couche de mélange (blocs jaunes). Cette topologie seule est toutefois peu adaptée à la configuration de jet en impact dans la mesure où un niveau de résolution élevé, dans les trois directions, doit être maintenu à une grande distance de l'axe de symétrie pour respecter les critères de résolution de paroi. À cause de l'expansion radiale, un nombre trop important de lignes de maillage serait requis pour assurer une résolution azimuthale donnée. De plus, la concentration de ce grand nombre de lignes vers le centre du jet mènerait à des cellules de très petite taille par rapport à la résolution requise, limitant *in fine* le pas de temps maximal. Pour pallier ce problème, 8 blocs (blocs bleus) sont ajoutés du côté externe du jet. Comme illustré à la figure 5.2d, cette construction, dite en « O-4H », permet d'« apporter » une ligne de maillage issue de la frontière extérieure du domaine vers une région nécessitant une résolution élevée mais sans passer par la région centrale (iso- $i_1$ ). Ainsi, seul le tiers des lignes issues de cette frontière traverse la région centrale (iso- $i_2$ ). Les blocs de raccord (blocs rouges) permettent de relier les blocs « O-4H » à la géométrie (conduite et capot extérieur). Enfin, les blocs de déraffinement (blocs verts) relient le domaine d'intérêt aux frontières extérieures d'entrée ambiante et de sortie.

La figure 5.2f montre que la forme des blocs est légèrement adaptée dans la direction axiale  $e_x$ , afin de ramener des lignes de maillage à proximité de la sortie du jet. On notera également que des lignes de maillage sont concentrées au niveau du coin du capot extérieur. La discrétisation fine de celui-ci s'est révélée indispensable pour éviter l'apparition d'instabilités liées au schéma numérique.

### 5.2.2.2 Discrétisation spatiale

Le nombre de lignes de maillage dans chaque direction  $i,j,k$  pour chaque bloc est représenté à la figure 5.2. Les figures 5.3a et 5.3b présentent les distributions des pas d'espace dans les directions axiale et radiale. Aux figures 5.3c et 5.3d, on a tracé l'évolution des pas d'espace, exprimés en unité de paroi, dans la direction radiale sur la paroi d'impact. La valeur du frottement  $\tau_p$  nécessaire pour calculer la longueur de viscosité  $l_\nu$  est issue de la simulation. On décrit ci-dessous les contraintes suivies pour chaque région.

**Conduite** Le nombre de cellules dans la direction axiale est déterminé pour respecter le critère de [Piomelli et Chasnov \(1996\)](#) :  $\Delta l^+ = \Delta r^+ = 25$ . La première maille au-dessus de la paroi de la conduite est telle que  $\Delta n^+ = \Delta r^+ = 1$  tandis que le déraffinement dans la direction normale n'excède pas 5%.

**Jet libre** Dans cette région, on fixe le nombre de cellules suivant les préconisations de [Bogey et al. \(2011\)](#). Dans la direction axiale, le pas d'espace est au minimum de  $\Delta x = 0,00041D$  à la sortie du jet et au maximum de  $\Delta x = 0,015D$  en  $x/D = 1,5$ . Le déraffinement dans cette direction n'excède pas 4% (figure 5.3a). Au niveau du plan de sortie, le pas d'espace dans la direction radiale au niveau de la ligne de mélange est de  $\Delta r = 0,00041D$  (figure 5.3b) et correspond à la contrainte de résolution de la paroi de la conduite ( $\Delta r^+ < 2$ ). On relâche progressivement cette contrainte jusqu'à un pas d'espace de  $\Delta r = 0,0015D$  en  $x/D = 1,5$  (figure 5.3b). Le déraffinement de part et d'autre de la ligne de mélange n'excède pas 5%. Dans la mesure où le développement d'un jet libre s'est révélé sensible au raffinement dans la direction azimuthale ([Bogey et al. 2011](#)), on répartit uniformément un nombre élevé de points ( $n_\theta = 800$ ) dans cette direction.

**Paroi d'impact** La taille de la première cellule au-dessus de la paroi est fixée par le critère  $\Delta n^+ = \Delta x^+ < 2$ . La figure 5.3d montre que le critère est bien respecté sur tout le domaine

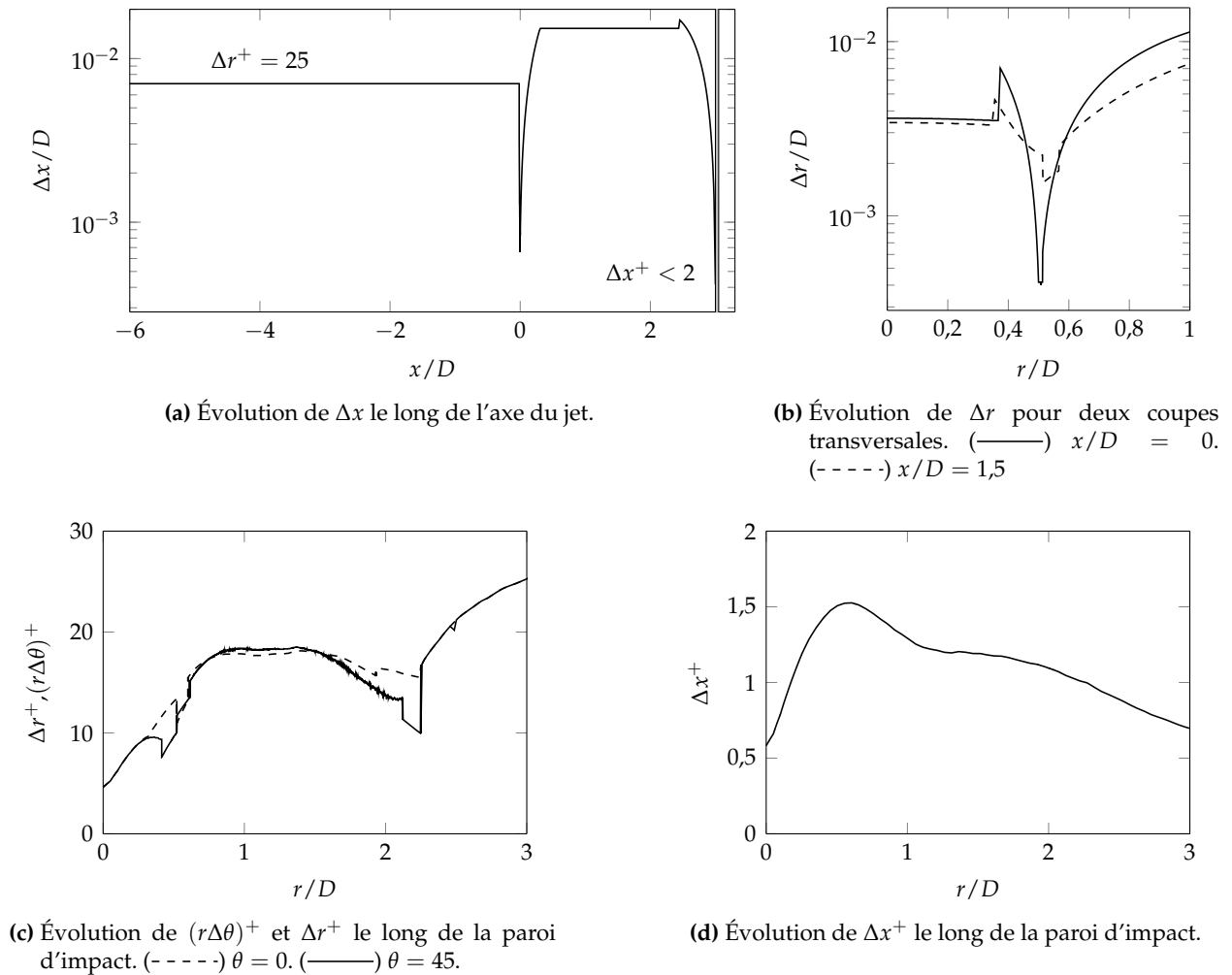


FIGURE 5.3 – Pas d'espace pour plusieurs profils.

d'intérêt, la région la plus critique ( $\Delta x^+ = 1,5$ ) correspondant à l'endroit où l'écoulement présente la vitesse radiale maximale ( $r/D = 1$ ). Le déraffinement dans la direction normale n'excède pas 2,5%, permettant à la couche limite interne du jet pariétal d'être discrétisée sur au moins 30 cellules.

Le pas d'espace dans les directions radiale et azimutale est fixé de manière à respecter les critères  $\Delta l^+ = \Delta r^+ < 50 - 100$  et  $\Delta t^+ = (r\Delta\theta)^+ < 15 - 40$  sur tout le domaine d'intérêt. Dans la mesure où la topologie du maillage fournit des mailles isotropes dans les blocs « O-4H » et au centre du jet (figure 5.2d),  $\Delta r^+ \simeq (r\Delta\theta)^+$ . La figure 5.3c montre que le pas d'espace est partout inférieur à 25 unités de paroi dans la région d'intérêt.

**Taille du maillage** Le maillage complet comporte  $350 \times 10^6$  cellules, avec  $100 \times 10^6$  cellules dans la conduite et  $250 \times 10^6$  cellules dans le jet et l'écoulement pariétal. Ce nombre est d'un ordre de grandeur supérieur par rapport aux études précédentes (tableau 1.13), « résolues à la paroi », dédiées à des nombres de Reynolds plus faibles  $Re_D \simeq 20\,000$  à l'aide de maillages d'environ  $20 \times 10^6$  cellules. On retrouve ici la dépendance du coût de calcul au nombre de Reynolds (Piomelli et Chasnov 1996) (1.51).

### 5.2.3 Conditions limites

On décrit ci-dessous les choix effectués pour les conditions limites.

**Paroi d'impact** La paroi d'impact est représentée par une condition limite de paroi non-glissante ( $\mathbf{u} = 0$ ). Afin de déterminer la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$  et de la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$ , il faut réaliser deux simulations pour deux configurations thermiques différentes. Nous avons montré à l'aide des simulations RANS, que le couplage aérothermique est faible *i.e.* la condition thermique influence peu les coefficients d'échange et les champs aérodynamiques. À partir de ces conclusions, les deux configurations thermiques que nous avons sélectionnées sont :

- ① Paroi isotherme à la température  $T_p$  uniforme de 25°C (LES-ISO). Cette configuration permet de comparer la distribution du flux de chaleur pariétal  $\varphi_p$  au flux de chaleur mesuré à l'aide de la méthode ThEFA à l'instant  $t = 0$ , lorsque la plaque est introduite dans l'écoulement.
- ② Paroi adiabatique  $\varphi_p = 0$  (LES-ADIA). Cette configuration permet d'accéder à la distribution de la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$ .

À partir des deux simulations, la distribution du nombre de Nusselt est calculée selon :

$$Nu_D = \frac{\varphi_p^{①}}{T_{ad,p}^{②} - T_p} \quad \text{avec} \quad T_p = 25^\circ\text{C} \quad (5.2)$$

**Paroi de l'injecteur** Comme pour les simulations RANS (chapitre 4), les parois du capot extérieur et du disque en Téflon sont considérées comme adiabatiques.

**Sortie** En  $r/D = 12$ , on applique une condition limite de sortie radiative de [Tam et Dong \(1996\)](#) pour une pression  $p = 101\,325$  Pa. Cette condition présente l'avantage d'être non-réfléchissante et de laisser sortir d'éventuels tourbillons ([Fosso et al. 2012](#)). Une zone éponge (ZE1 à la figure 5.2c, paramètres dans tableau 5.1) est également ajoutée pour dissiper les fluctuations aérodynamiques et réduire les réflexions aux frontières du domaine. Pour cela, un terme source  $S$  est ajouté à l'équation de quantité de mouvement (1.27) afin d'effectuer un rappel vers une valeur-cible :

$$S = \sigma_s \alpha(s) (f - \tilde{f}) \quad \text{avec} \quad \alpha(s) = \beta \left( \frac{s_{\max} - s}{s_{\max} - s_{\min}} \right)^\gamma \quad (5.3)$$

avec  $\sigma_s$  la constante de rappel,  $f$  la quantité considérée,  $\tilde{f}$  la valeur-cible et  $\alpha(s)$  l'intensité du filtre. Cette dernière évolue en fonction de la distance  $s$  par rapport à la frontière située en  $s = s_{\max}$ .

Dans la zone éponge, on ajoute également un filtre spatial d'ordre 2 dans le but de dissiper les structures. Il s'écrit comme :

$$f = (1 - \sigma_f) f + \sigma_f f^{\text{filtré}} \quad (5.4)$$

$$\text{avec} \quad f_{i,j,k}^{\text{filtré}} = f_{i,j,k} - \alpha(s) \left[ \frac{3}{2} f_{i,j,k} - \frac{1}{4} (f_{i+1,j,k} + f_{i-1,j,k} + f_{i,j+1,k} + f_{i,j-1,k} + f_{i,j,k+1} + f_{i,j,k-1}) \right] \quad (5.5)$$

avec  $\sigma_f$  l'intensité du filtrage spatial. L'application de ce filtre s'est révélée indispensable afin d'éviter des instabilités numériques liées à la discrétisation de structures turbulentes sur des cellules dont le rapport d'aspect devient très important dans les zones déraffinées.

	$\sigma_s$	$\sigma_f$	$\gamma$	$s_{\max}$	$s_{\min}$	Nombre de points	Quantité $f$
Sortie (ZE1)	100	0,1	2,2	12D	5,5D	50	$p$
Entrée ambiante (ZE2)	10	0	2,2	-3D	-2,5D	10	$\mathbf{u}, \rho$
Entrée conduite (ZE3)	10	0	2,2	-6D	-5,95D	6	$\mathbf{u}, \rho$

TABLE 5.1 – Paramètres des conditions d'entrée et de sortie radiatives.

**Entrées (jet et ambiante)** On applique une condition limite radiative d'entrée de [Tam et Dong \(1996\)](#) à laquelle on ajoute un rappel vers les profils-cibles au-travers d'une zone éponge (ZE2 et ZE3 à la figure 5.2, paramètres dans tableau 5.1). Pour l'entrée ambiante, on impose un profil de vitesse moyen correspondant à celui mesuré expérimentalement (figure 3.14) en  $x/D = -3$ . Le profil de température est uniforme à  $T_e = 25^\circ\text{C}$ . Au niveau de l'entrée de la conduite ( $x/D = -6$ ), on impose le profil de vitesse moyen issu de la loi analytique (3.1) et une température uniforme à  $T_j = 130^\circ\text{C}$ . La longueur de la conduite en amont de la sortie étant courte, il est nécessaire d'introduire des perturbations au niveau de cette condition limite avec pour objectif de générer un écoulement pleinement développé au niveau du plan de sortie, 6 diamètres en aval.

### 5.3 Stratégie pour la perturbation de l'écoulement

La stratégie de perturbation utilisée dans notre étude est originale vis-à-vis des stratégies de perturbation présentées à la section 1.5.3.3. On montre, dans cette section, qu'elle permet de retrouver, à une certaine distance du plan d'injection des perturbations, le profil de vitesse et le tenseur de Reynolds d'une conduite pleinement développée, caractérisés par les profils mesurés en sortie de la conduite (figures 3.1 et 3.2a).

#### 5.3.1 Perturbations

Notre stratégie est basée sur l'utilisation de deux types de perturbations :

- ▷ Au niveau du plan d'entrée de la conduite, on injecte de la turbulence homogène isotrope (THI). L'objectif est de générer la turbulence présente dans la section centrale de la conduite, où les trois composantes diagonales du tenseur de Reynolds  $\langle u_x'^2 \rangle$ ,  $\langle u_r'^2 \rangle$  et  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  présentent des niveaux similaires (figure 3.2a).
- ▷ Légèrement en aval du plan de sortie, on injecte des anneaux tourbillonnaires au voisinage de la paroi. Le but est d'exciter la région de proche paroi afin de recréer le pic de fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  (figure 3.2a). L'effet des anneaux tourbillonnaires est similaire à celui d'une petite marche qui serait placée dans l'écoulement.

**Turbulence homogène et isotrope** Pour générer une turbulence homogène et isotrope (THI), on utilise la méthode introduite par [Bechara et al. \(1994\)](#) dont le but est de générer un champ de vitesse de perturbation construit à partir d'un nombre fini de modes de Fourier. Ce champ de vitesse aléatoire, considéré comme figé (hypothèse de Taylor), est ajouté au profil moyen de vitesse. L'ensemble est introduit au travers de la condition limite de [Tam et Dong \(1996\)](#) avec la vitesse de convection uniforme  $U_j$ .

Le champ de vitesse de perturbation s'écrit comme :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}) = \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n \cos(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x} + \phi_n) \mathbf{d}_n \quad (5.6)$$

où  $\tilde{u}_n$  est l'amplitude du mode  $n$ ,  $\phi_n$  et  $\mathbf{d}_n$  sa phase et sa direction et  $\mathbf{k}_n = [\kappa_n, \psi_n, \theta_n]$  son nombre d'onde. Les angles  $\phi_n$ ,  $\psi_n$  et  $\theta_n$  sont des variables aléatoires et  $\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{d}_n = 0$ , ce qui garantit un champ de vitesse à divergence nulle. L'énergie associée au mode  $n$  est déterminée à partir du spectre de Kármán (1948)  $E(\kappa)$  (1.31) :

$$\tilde{u}_n = \sqrt{E(\kappa_n) \Delta\kappa}$$

discrétisé sur  $N$  intervalles « logarithmiques » :

$$\kappa_n = \exp(\log(\kappa_1) + (N-1) \log(\Delta\kappa)) \quad \text{avec} \quad \Delta\kappa = \frac{\log(\kappa_N) - \log(\kappa_1)}{N-1} \quad (5.7)$$

Le premier nombre d'onde  $\kappa_1$  correspond à la plus grande structure de taille  $L$ . Le plus petit nombre d'onde  $\kappa_N$  correspond à la taille de la plus petite structure correctement discrétisée par le schéma numérique. Pour le schéma compact VF, cette structure est de 6 fois la taille de maille  $\Delta$ . On a donc :

$$\kappa_1 = \frac{2\pi}{L} < \kappa_n < \kappa_N = \frac{2\pi}{6\Delta}$$

Les paramètres numériques retenus sont présentés dans le tableau 5.2.

$L/D$	$\Delta/D$	$N$	$k/U_j^2$
0,5	0,00833	500	0,0061

TABLE 5.2 – Paramètres utilisés pour les perturbations THI.

**Anneaux tourbillonnaires** La méthode des « anneaux tourbillonnaires » a été imaginée par Bogey et al. (2003) pour exciter un jet issu d'une buse convergente. Un anneau tourbillonnaire positionné en  $(x_0, r_0)$  est défini par le champs de vitesse :

$$\begin{cases} u_x^{\text{Ann.}} &= 2AU_j \frac{r}{r_0} \frac{r-r_0}{\delta} \exp\left(-\log\left(2\left(\frac{(x-x_0)^2 + (r-r_0)^2}{\delta^2}\right)\right)\right) \\ u_r^{\text{Ann.}} &= -2AU_j \frac{r}{r_0} \frac{x-x_0}{\delta} \exp\left(-\log\left(2\left(\frac{(x-x_0)^2 + (r-r_0)^2}{\delta^2}\right)\right)\right) \end{cases} \quad (5.8)$$

où  $A$  correspond à son intensité et  $\delta$  à la demi-largeur du profil gaussien définissant l'anneau. Les perturbations de vitesse axiale  $u'_x$  et radiale  $u'_r$  sont construites à partir d'une modulation aléatoire de l'anneau tourbillonnaire dans la direction azimutale :

$$\begin{cases} u'_x(x, r, \theta) &= u_x^{\text{Ann.}}(x, r) \sum_{n=N_0}^N \epsilon_n \cos(n\theta + \phi_n) \\ u'_r(x, r, \theta) &= u_r^{\text{Ann.}}(x, r) \sum_{n=N_0}^N \epsilon_n \cos(n\theta + \phi_n) \end{cases} \quad (5.9)$$

avec  $(\epsilon_n, \phi_n)$  des variables aléatoires en temps ( $\epsilon_n \in [-1, 1]$  et  $\phi_n \in [0, 2\pi]$ ) définissant l'amplitude et la phase de chaque mode. Les perturbations sont ajoutées toutes les  $k_{\text{pert}}$  itérations. Le tableau 5.3 fournit les paramètres sélectionnés pour notre étude.

$x_0/D$	$r_0/D$	$A$	$\Delta/D$	$N_0$	$N$	$k_{\text{pert}}$
-5,8	0,483	0,1	0,0048	4	16	5

TABLE 5.3 – Paramètres utilisés pour les perturbations de type « anneaux tourbillonnaires ».

### 5.3.2 Simulation d'une conduite longue

Afin de déterminer la longueur nécessaire pour que les perturbations introduites au niveau de l'entrée de la conduite génèrent un profil de vitesse moyen et fluctuant satisfaisant vis-à-vis des mesures expérimentales, nous avons réalisé la simulation d'une conduite seule. Le plan d'entrée est situé en  $x/D = 0$  et la résolution du maillage utilisé est identique à celle de la conduite pour la configuration de jet en impact complète jusqu'à  $x/D = 7$ , distance à partir de laquelle on déraffine le maillage jusqu'à la condition limite de sortie de Tam et Dong (1996) en  $x/D = 20$ . La simulation est réalisée sur un temps suffisamment long pour évacuer le transitoire et obtenir des statistiques convergées.

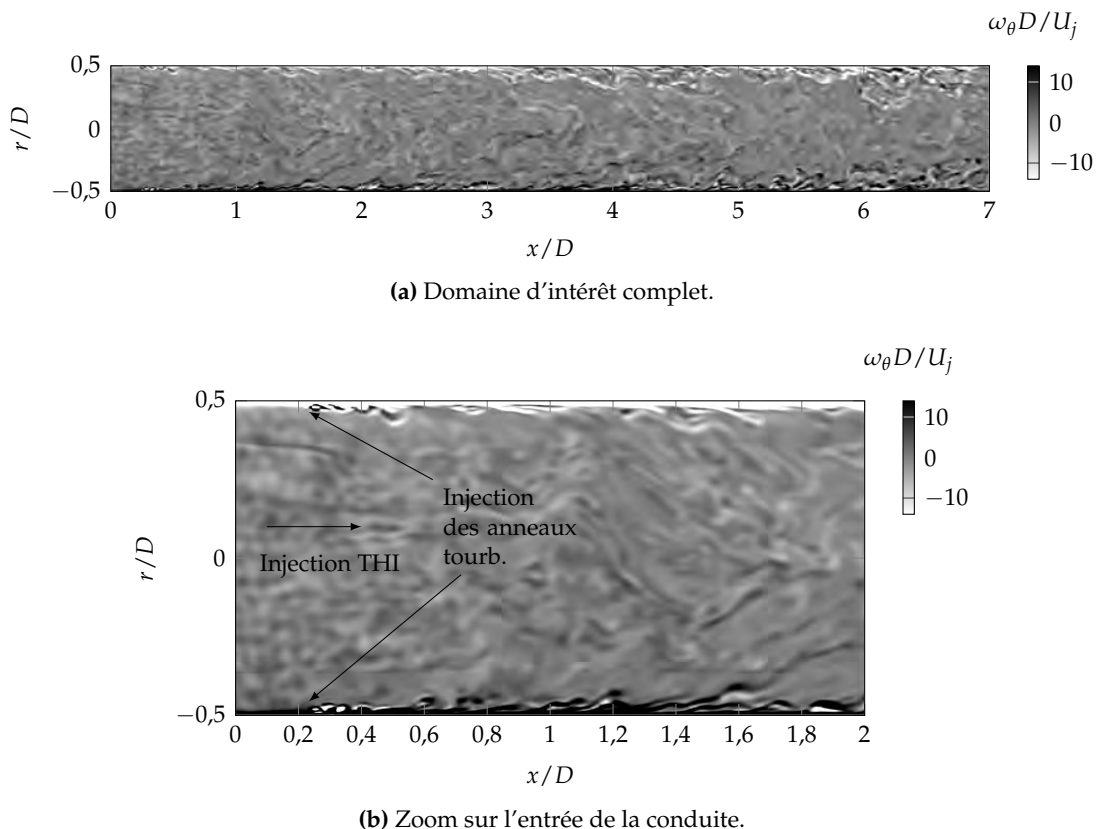


FIGURE 5.4 – Illustration de l'injection des perturbations (THI et anneaux tourbillonnaires) sur le champ de vorticité azimutale dans une coupe longitudinale de la conduite.

**Champs instantanés** La figure 5.4 présente une coupe longitudinale du champ de vorticité azimutale  $\omega_\theta$  dans la conduite. On observe à la figure 5.4b l'effet de l'injection des anneaux tourbillonnaire, à  $0,2D$  en aval du plan d'entrée, sur l'excitation de la région de proche paroi. On constate également l'effet de l'injection de la turbulence homogène isotrope sur la perturbation de toute la section de la conduite. La figure 5.4a permet de se rendre compte de la réadaptation des perturbations lorsque l'on progresse dans la direction aval. On peut noter l'épaississement des régions à fortes variations de vorticité (petites structures) au voisinage de la paroi ainsi qu'une augmentation de la taille des structures au centre de la conduite.

L'effet des perturbations sur l'organisation tridimensionnelle de l'écoulement est illustr e à l'aide du critère  $Q$  (2.15)   la figure 5.5. On observe la production marqu e de petites structures, très regroup es, dès l'injection des anneaux tourbillonnaires. Après un intervalle où les structures ont tendance à s'allonger, celles-ci se redressent pour former des structures turbulentes de type



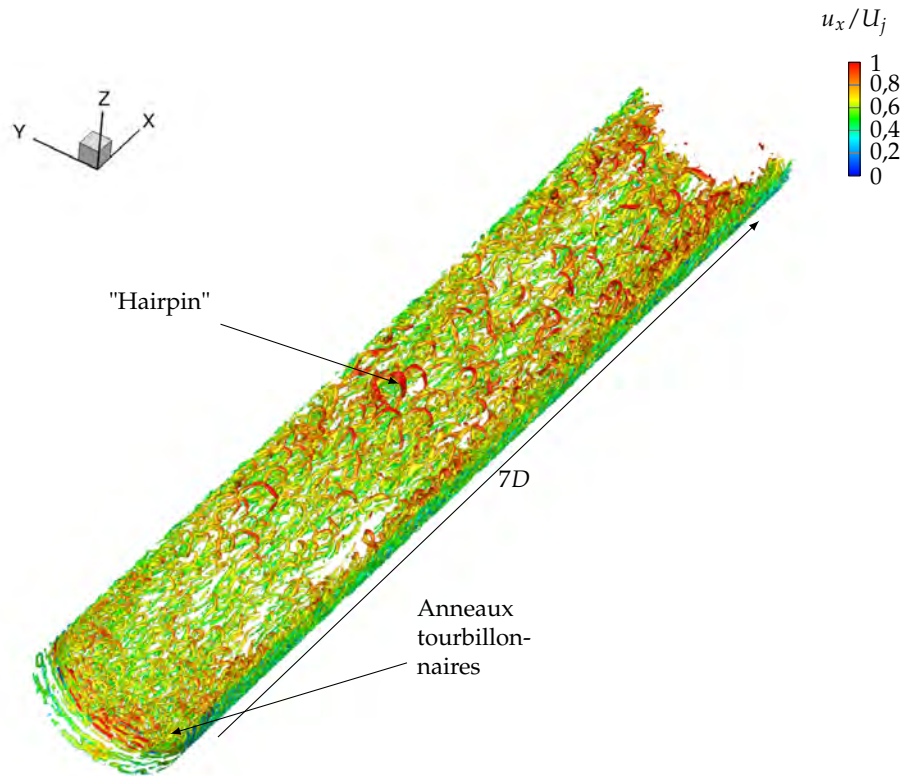


FIGURE 5.5 – Iso-surface d'un instantané de critère  $Q$  ( $QD^2/U_j^2 = 5,5$ ) coloré par la vitesse axiale dans la demi-conduite.

« hairpin » (épingles à cheveux), généralement observées dans les écoulements turbulents (Adrian 2007).

Ces résultats montrent que les perturbations injectées sont capables de fournir les niveaux de fluctuations suffisants pour amener l'écoulement vers un état pleinement turbulent, au prix d'une certaine distance de réadaptation. Afin de quantifier cette distance, on analyse l'évolution des profils statistiques.

**Champs statistiques** La figure 5.6 rassemble les champs de vitesse moyens et fluctuants dans la conduite. On constate que le champ de vitesse et les 4 composantes du tenseur de Reynolds n'évoluent plus que légèrement dans la direction axiale à partir de  $x/D = 6$ . Les profils à différentes positions axiales dans la conduite sont représentés à la figure 5.7. Ces profils sont comparés aux mesures à la sortie de la conduite (section 3.1.1). On observe la réadaptation du profil de vitesse moyenne  $\langle u_x \rangle$  vers le profil mesuré (figures 5.6a et 5.7a). L'effet de l'injection des anneaux tourbillonnaires en  $x/D = 0,2$  sur la production de fluctuations axiales  $u_x^{\text{RMS}}$  est très visible (figures 5.6b et 5.7b), avec l'apparition d'un pic au voisinage de la paroi. En aval, on observe un épaississement progressif de la région où ces fluctuations sont importantes, avec un « remplissage » du profil entre  $r/D = 0,1$  et  $0,47$  vers les mesures. Ce remplissage est à relier au redressement des structures en épingle à cheveux (figure 5.5) qui contaminent progressivement le cœur de la conduite. Une tendance similaire est observée pour les autres composantes du tenseur de Reynolds (figures 5.6c à 5.6e et 5.7c à 5.7e). Dans leur cas, le remplissage des profils se caractérise par la disparition des pics associés à l'injection des anneaux. Aux figures 5.7c et 5.6c, on observe l'effet de blocage de la paroi sur les fluctuations de vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$ , entraînant la formation d'un creux dans les profils.

En  $x/D = 6$ , les profils présentent un accord satisfaisant avec les mesures en sortie de conduite. La sous-estimation des fluctuations dans la partie centrale, entre  $r/D = 0$  et  $r/D = 0,3$ , illustre probablement le fait que l'écoulement n'est pas encore totalement développé et qu'une longueur de conduite plus élevée pourrait se révéler bénéfique. Dans le cadre de notre simulation, nous considérons tout de même l'état de l'écoulement en  $x/D = 6$  comme suffisamment représentatif de celui d'une conduite pleinement développée, justifiant la longueur de conduite de  $6D$  conservée dans le domaine de calcul.

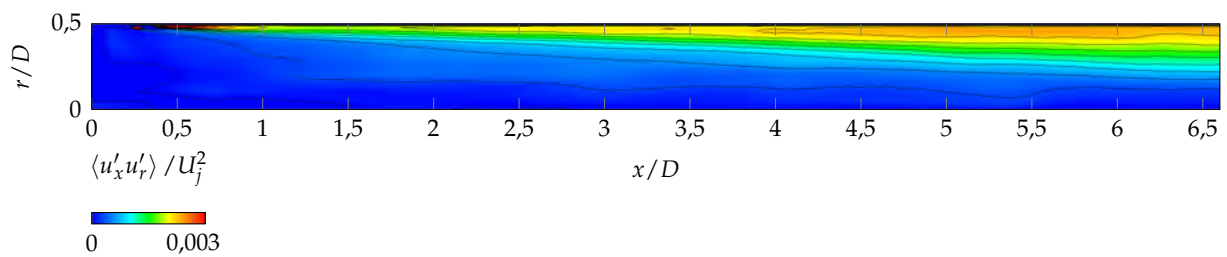
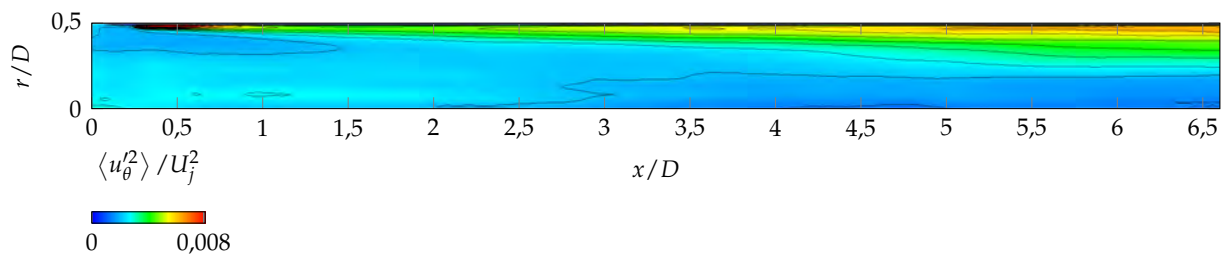
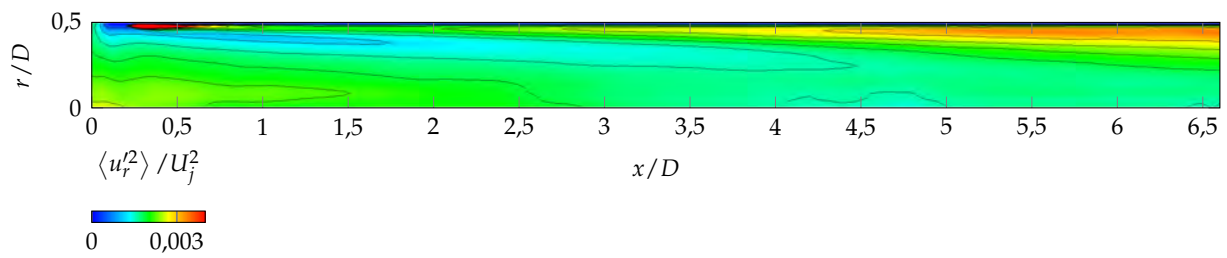
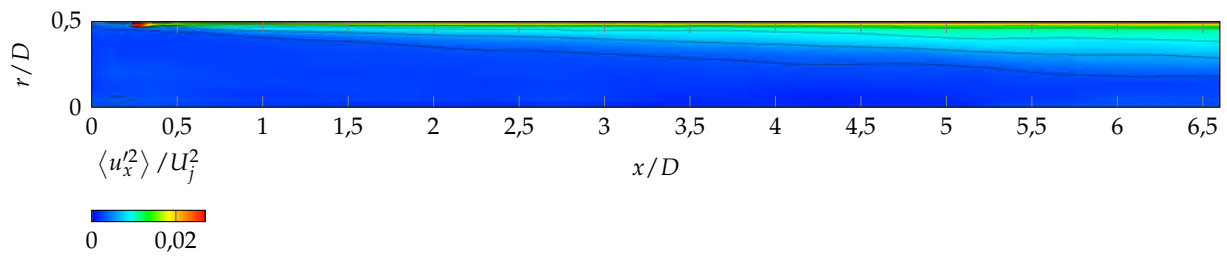
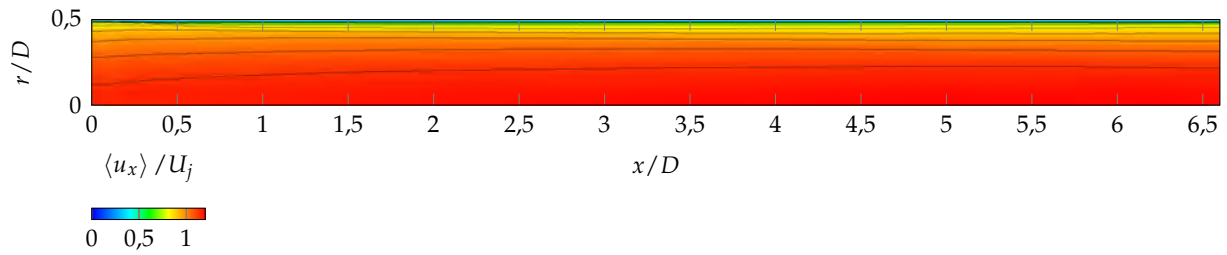


FIGURE 5.6 – Champs statistiques de la simulation de la conduite longue.

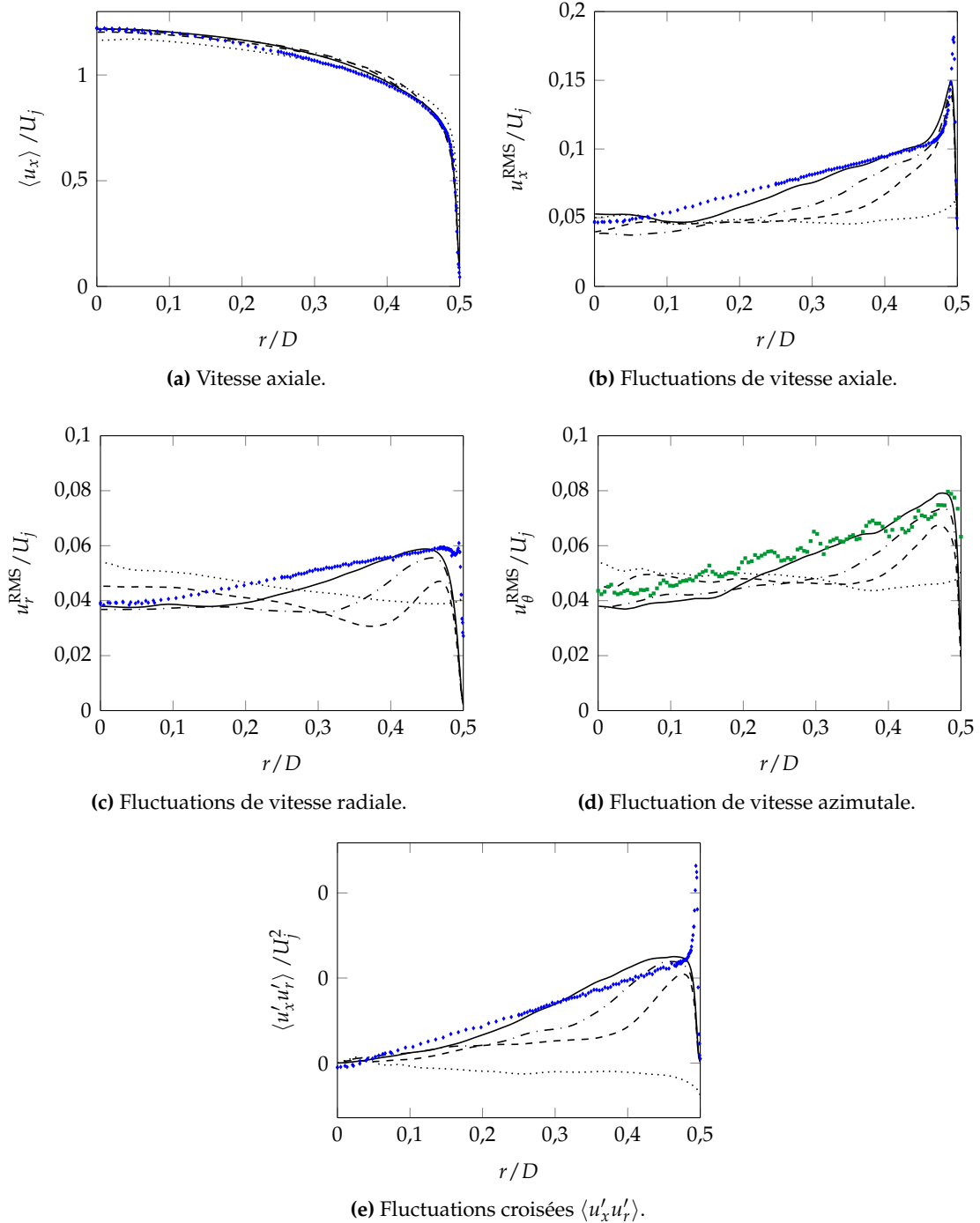


FIGURE 5.7 – Profils moyens et fluctuants à différentes positions axiales dans la conduite. (.....)  $x/D = 0,001$ . (-----)  $x/D = 2$ . (-.-.-)  $x/D = 4$ . (—)  $x/D = 6$ . (•) Mesures LDV. (•) Mesures S-PIV.

## 5.4 Stratégie de simulation

### 5.4.1 Temps de simulation

**Pas de temps** Le pas de temps  $\Delta t$  associé à la discrétisation temporelle est déterminé pour assurer la stabilité du schéma d'intégration en temps. Le pas de temps est fixé par la dimension de la plus petite cellule du maillage au travers de la condition CFL (5.1). Dans notre cas, il s'agit de la dimension dans la direction normale de la première cellule au-dessus de la paroi d'impact  $\Delta x = 2,5 \times 10^{-5}$  m, nécessaire pour vérifier  $\Delta x^+ < 2$ . Le pas de temps sélectionné est  $\Delta t = 7 \times 10^{-8}$  s, soit  $0,0023D/U_j$ , correspondant à un nombre CFL de 1,2, pour une vitesse de convection maximale de  $u = 32$  m/s et  $c = \sqrt{\gamma \mathcal{R} T_j} = 403$  m/s.

**Temps simulé** Après l'évacuation du transitoire, la durée de la simulation  $t_{\text{sim}}$  doit être suffisamment longue pour assurer la convergence des grandeurs statistiques. Notre choix est basé sur le nombre de cycles associés au lâcher tourbillonnaire du mode colonne du jet libre. On verra dans le chapitre suivant que la fréquence du mode colonne simulé est de  $f = 190$  Hz, soit un temps caractéristique  $\tau_c = 0,00526$  s. Pour la simulation LES-ISO, on choisit un nombre de cycles similaire à la littérature (Hadziabdić (2006); Dairay et al. (2014)) :  $t_{\text{sim}} = 16\tau_c = 0,0842$  s, soit  $36D/U_j$ , correspondant à  $n_{\text{it}} = 1,2 \times 10^6$  itérations.

**Évacuation du transitoire** La figure 5.8 présente la stratégie retenue pour évacuer le transitoire avant d'effectuer l'acquisition des statistiques pour les deux simulations LES-ISO et LES-ADIA. On initialise la solution à partir d'un champ RANS stationnaire ( $k - \omega - SST$ ). On réalise alors la simulation sur un maillage grossier (une cellule sur deux dans chaque direction, soit environ  $45 \times 10^6$  de cellules) afin de laisser les perturbations déstabiliser le jet et faire apparaître les petites échelles de la turbulence. Non seulement plus léger, le maillage grossier permet également de doubler le pas de temps. Une fois que les premières structures ont atteint la limite du domaine de calcul (après  $9\tau_c$ ), on interpole la solution sur le maillage fin de  $350 \times 10^6$  cellules. On attend alors un temps suffisant ( $4\tau_c$ ) pour qu'une perturbation introduite au niveau de l'entrée de la conduite sorte du domaine d'intérêt. À partir de cet instant, les statistiques sont enregistrées pour la durée totale de la simulation LES-ISO ( $16\tau_c$ ).

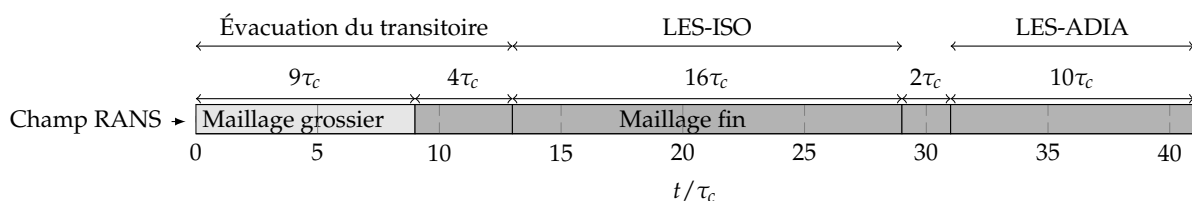


FIGURE 5.8 – Stratégie d'évacuation du transitoire.

Pour la simulation LES-ADIA, on initialise la solution à partir du dernier champ de la simulation LES-ISO. Après un temps de  $2\tau_c$  permettant d'évacuer le transitoire de changement de condition limite de paroi, les statistiques sont enregistrées sur  $10\tau_c$ .

### 5.4.2 Utilisation de ressources sur supercalculateur

La simulation a été réalisée sur les supercalculateurs Occigen (CINES) et Curie (TGCC) dans le cadre d'une allocation d'heures GENCI<sup>1</sup>. Le nombre de processeurs  $N_{\text{proc}}$  sur lequel le calcul

1. Références : 20152a7373 et c20162a7373

est réparti est sélectionné pour minimiser le temps CPU par itération. Le temps CPU correspond au produit du temps physique de calcul et du nombre de processeurs. Afin d'optimiser la charge par processeur, un pré-traitement du maillage, interne au solveur, permet de découper celui-ci et de répartir les nouveaux blocs obtenus de façon homogène sur chaque processeur. La taille de minimale de bloc dans chaque direction est fixée à 15 cellules. Cette contrainte est justifiée par l'emploi d'un schéma compact dont le stencil fait 5 cellules.

Certaines cellules sont plus gourmandes en ressource CPU que d'autres. C'est le cas de celles associées à la condition limite d'entrée de [Tam et Dong \(1996\)](#) au travers desquelles on injecte de la turbulence homogène isotrope. Afin de tenir compte de cette inhomogénéité, on a appliqué un poids plus élevé à celles-ci lors du processus de découpage/répartition. Ce traitement améliore sensiblement (+30%) les performances par rapport à un découpage « classique » où chaque cellule possède la même importance.

	Occigen (CINES)	Curie (noeuds fins) (TGCC)
	2 × 12 cœurs	2 × 8 cœurs
Noeud	Intel® Xeon® (Haswell) E5-2690 à 2,6 GHz	Intel® Xeon® (Sandy Bridge) E5-2680 à 2,7 GHz (64 Go)
Temps par itération (s)	3,3	4,5
Temps CPU par itération (s)	3 801	5 184

TABLE 5.4 – Temps de calcul pour les deux supercalculateurs utilisés.

Le temps CPU optimal est obtenu pour un découpage sur  $N_{\text{proc}} = 1\,156$ , soit environ 300 000 cellules par processeur. Le nombre de nouveaux blocs créés est de 1 585. Le tableau 5.4 fournit une indication des temps de calcul sur les deux machines utilisées. À titre d'exemple, les ressources CPU totales engagées pour la simulation LES-ISO ( $16\tau_c$ ) sont de  $1,5 \times 10^6$  heures CPU. La durée de la simulation est répartie sur 80 runs de 15 000 itérations, d'une durée unitaire de 15 h (Occigen) et 18 h (Curie), pour un temps de restitution total de 55 jours.

### 5.4.3 Données extraites

Le tableau 5.5 liste les données récoltées lors de la simulation LES. La figure 5.9 illustre les régions extraites (domaine d'intérêt seul).

- ▷ Les champs volumiques et surfaciques sont extraits toutes les 1 000 itérations. Un cycle de lâcher tourbillonnaire peut ainsi être décrit par 75 instantanés. Ceci correspond à une fréquence d'échantillonnage  $f_e$  de 14 kHz. Pour des raisons d'espace de stockage, les instantanés volumiques sont extraits une cellule sur deux.
- ▷ Les grandeurs statistiques (moyenne temporelle) sont calculées à la volée avec l'écriture des champs volumiques et surfaciques moyens à la fin de chaque run. Ceux-ci sont alors additionnés au fur et à mesure afin de vérifier la convergence des statistiques. Dans la mesure où notre configuration est statistiquement axisymétrique, on effectue également une moyenne azimutale des champs moyens afin de gagner un ordre de convergence. Pour le calcul LES-ISO, nous avons constaté que les statistiques n'évoluent plus après  $8\tau_c$ , raison pour laquelle le calcul LES-ADIA n'est effectué que sur  $10\tau_c$ .
- ▷ Des sondes en nombre important (1 152) ont été placées dans le domaine de calcul. La distribution représentée à figure 5.10 est répétée tout les  $\theta = \pi/4$ . Leur fréquence d'acquisition élevée  $f_e = 571$  kHz permet de réaliser des spectres (DSP).

Données	Grandeurs	Fréquence	Taille (par champ)
<b>Champs volumiques</b> (1 cellule sur 2)	$\mathbf{u} = [u_x u_r u_\theta]$ $T$ $p$ Critère $Q$	Toutes les 1 000 it.	14,3 kHz 3,5 Go
<b>Champs surfaciques</b> Coupe ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ ) Coupe ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z$ )	$\mathbf{u} = [u_x u_r u_\theta]$ $T$ $p$ $\omega = [\omega_x \omega_r \omega_\theta]$	Toutes les 1 000 it.	14,3 kHz 61 Mo 61 Mo
Paroi d'impact	$\tau_p = [\tau_{p,r} \tau_{p,\theta}]$ $\varphi_p$ (LES-ISO) $T_p$ (LES-ADIA)		40 Mo
<b>Champs volumiques moyens</b>	$\langle \mathbf{u} \rangle$ $\langle T \rangle$ $\langle T'^2 \rangle$ $\langle \mathbf{u}' T' \rangle$	À chaque run (15 000 it.)	50 Go
<b>Champs surfaciques moyens</b>	$\langle \tau_p \rangle = [\langle \tau_{p,y} \rangle \langle \tau_{p,z} \rangle]$ $\langle \varphi_p \rangle$ (LES-ISO) $\langle T_p \rangle$ (LES-ADIA)	À chaque run (15 000 it.)	40 Mo
<b>Sondes</b> (1152 points)	$\mathbf{u} = [u_x u_r u_\theta]$ $T$ $p$	Toutes les 25 it.	571 kHz 14 Go

TABLE 5.5 – Données extraites de la simulation LES.

La quantité de données récoltées pour le calcul LES-ISO avoisine 5 To. Les opérations de post-traitement ont été réalisées à l'aide du logiciel Antares, développé par le CERFACS ([Antares Development Team 2012–2016](#)).

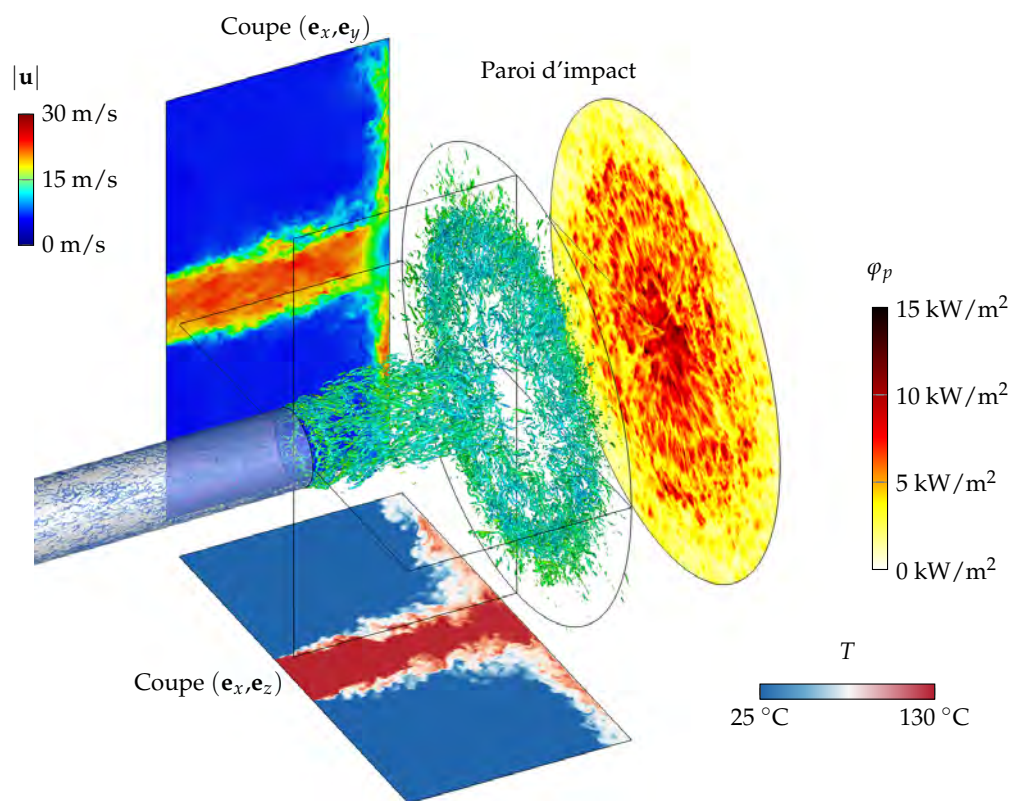
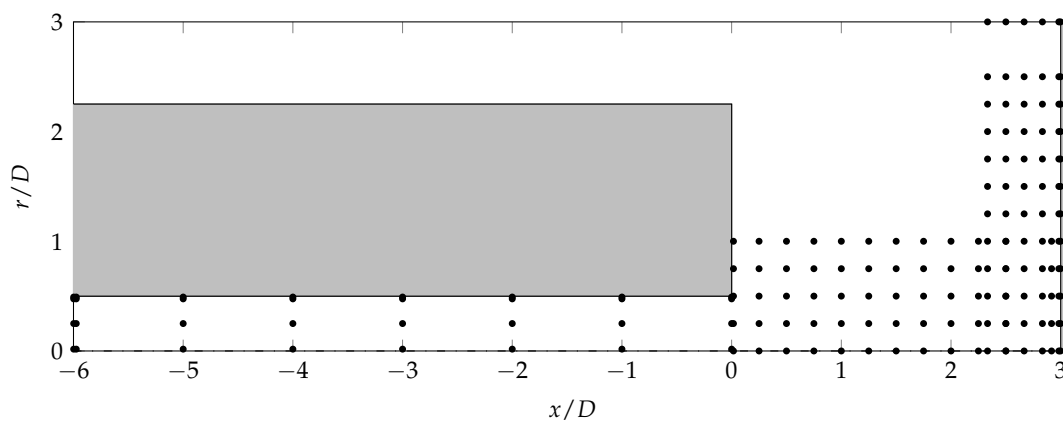


FIGURE 5.9 – Illustration des données instationnaires extraites de la simulation.

FIGURE 5.10 – Position des sondes dans le plan  $\theta = 0$ .



Nous avons mis en place une simulation LES à l'aide du solveur *elsA* capable de reproduire la configuration expérimentale traitée dans la première partie. L'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé ainsi que l'élaboration d'un maillage structuré avec une stratégie en O-4H permet d'atteindre un niveau de résolution important tout en conservant un coût de calcul abordable. Nous avons montré qu'une longueur de conduite de six diamètres est suffisante pour que des perturbations type anneau tourbillonnaire et turbulence homogène isotrope fournissent des profils de vitesse moyens et fluctuants en bon accord avec les mesures en sortie de conduite. Les données extraites des deux calculs entrepris (LES-ISO et LES-ADIA), pour deux conditions thermiques de la paroi d'impact différentes, permettront de valider l'approche LES sur la base des mesures aérothermiques dans l'écoulement et de la distribution du nombre de Nusselt. Les données instationnaires serviront alors à mieux comprendre les mécanismes associés aux transferts de chaleur d'une configuration de jet en impact.

## Chapitre 6

# Caractérisation de l'écoulement de jet en impact par simulation LES

6.1	Caractérisation statistique . . . . .	185
6.2	Caractérisation topologique . . . . .	200
6.3	Caractérisation fréquentielle . . . . .	205
6.4	Investigation des mécanismes dynamiques liés au second maximum . . . . .	212

L'objectif de ce chapitre est double. On confronte dans un premier temps les résultats de la simulation LES, mise en place dans le chapitre précédent, avec les résultats des mesures traités dans la première partie. De la même manière à ce qui a été fait dans le chapitre 3, on s'intéresse tour à tour à la caractérisation **statistique**, **topologique** et **fréquentielle** de l'écoulement simulé, en appliquant les mêmes outils de post-traitement que pour les données expérimentales. Dans un second temps, on tire profit des données résolues en temps et en espace de la simulation pour mieux comprendre les mécanismes liés à l'apparition du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt. L'objectif poursuivi est d'apporter un éclairage nouveau sur les différents scénarios proposés dans la littérature ([Hadziabdić et Hanjalić 2008](#) ; [Uddin et al. 2013](#) ; [Dairay et al. 2015](#)), établis pour des configurations à plus faible nombre de Reynolds  $Re_D$ .

## 6.1 Caractérisation statistique

Cette section est consacrée à la confrontation des résultats de la simulation LES aux données expérimentales du point de vue statistique. On compare d'abord les champs de vitesse et de température, moyens et fluctuants, aux mesures LDV, S-PIV et fil froid. On décrit ensuite les échanges pariétaux, avec la confrontation aux résultats de la ThEFA. Enfin, on essaye de relier la capacité de prévision du second maximum des simulations à la prévision correcte du champ aérodynamique.

### 6.1.1 Structuration de l'écoulement

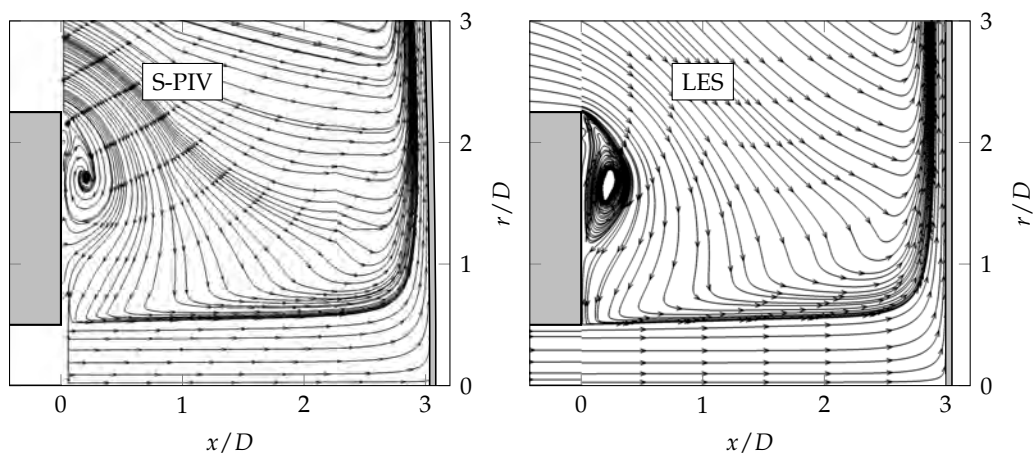
#### 6.1.1.1 Champ aérodynamique

Aux figures [6.1a](#) et [6.1b](#), on compare les champs de vitesse moyens et fluctuants issus des mesures S-PIV aux champs issus de la simulation LES-ISO (paroi à la température uniforme

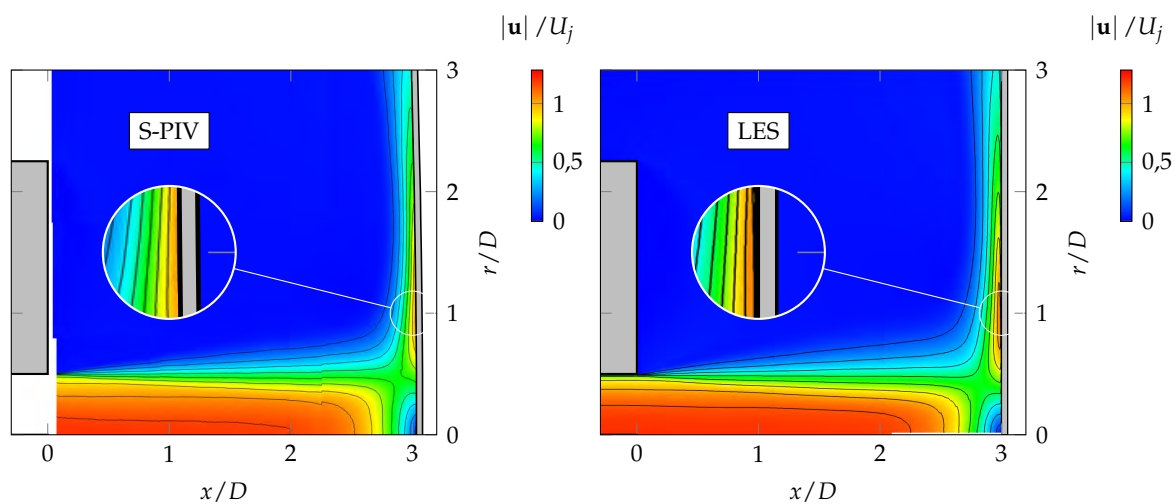
$T_p = 25^\circ\text{C}$ ). Les figures 6.1a et 6.1b montrent que le champ de vitesse moyen est bien reproduit par la simulation. On retrouve les trois régions de l'écoulement de jet en impact : le jet libre, jusqu'à la position axiale  $x/D = 2$ , la région d'impact et le jet pariétal dont le début correspond à  $r/D = 1$ , là où la vitesse radiale est maximale. On constate également à la figure 6.1a que les effets d'entraînement sont correctement pris en compte par la simulation, avec notamment la formation d'un bulbe au niveau de la paroi verticale. Des différences plus importantes apparaissent sur les champs de fluctuations. On constate notamment à la figure 6.1c que l'énergie cinétique turbulente  $k$  est surestimée par la LES dans la région du jet libre. Cette surestimation est principalement reliée à une surestimation des fluctuations de la vitesse radiale  $\langle u_r'^2 \rangle$  (figure 6.2b), tandis que les niveaux des fluctuations des vitesses axiale  $\langle u_x'^2 \rangle$  et azimutale  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  sont mieux prévus (figures 6.2a et 6.2c). Dans la région d'impact, la simulation est capable de reproduire l'amortissement des fluctuations de la vitesse axiale  $\langle u_x'^2 \rangle$  (figure 6.2a) au profit de l'augmentation des fluctuations des vitesses radiale  $\langle u_r'^2 \rangle$  et azimutale  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  (loupes aux figures 6.2b et 6.2c).

Dans le jet pariétal, les niveaux des fluctuations sont plutôt bien reproduits par la simulation. On verra que les différences les plus importantes se situent au voisinage de la paroi. Elle apparaîtront plus visiblement sur les profils. La simulation LES prévoit bien la position des maxima de fluctuations pour les trois composantes de la vitesse : en  $r/D = 1,7$  pour  $\langle u_r'^2 \rangle$  et  $\langle u_\theta'^2 \rangle$  et en  $r/D = 2,1$  pour  $\langle u_x'^2 \rangle$ .

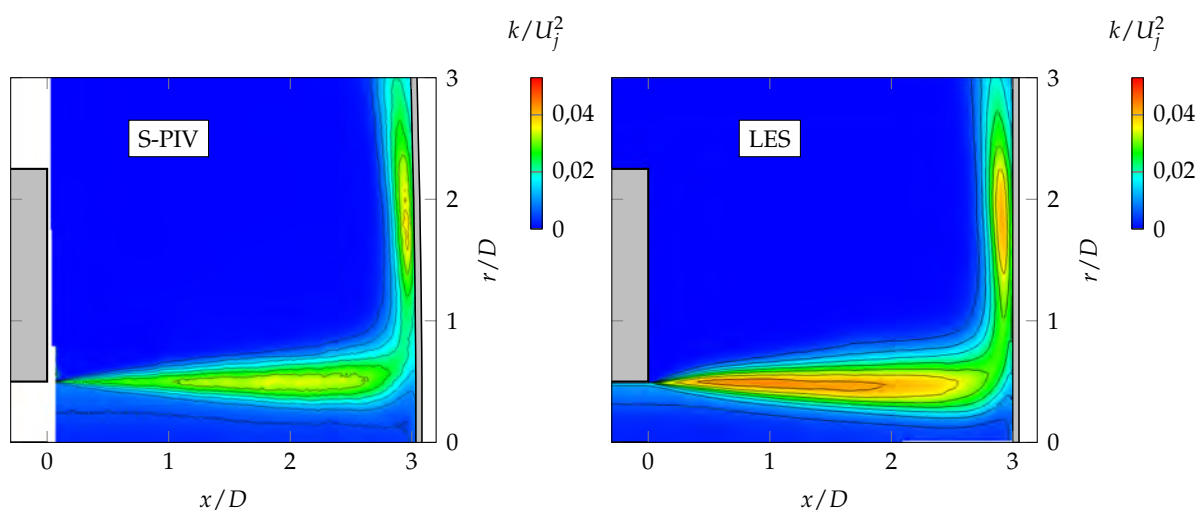
On s'intéresse maintenant à la comparaison détaillée des profils de vitesse obtenus dans la région du jet libre et au-dessus de la paroi d'impact avec les résultats expérimentaux. On tente également d'expliquer les écarts obtenus.



(a) Lignes de courant.

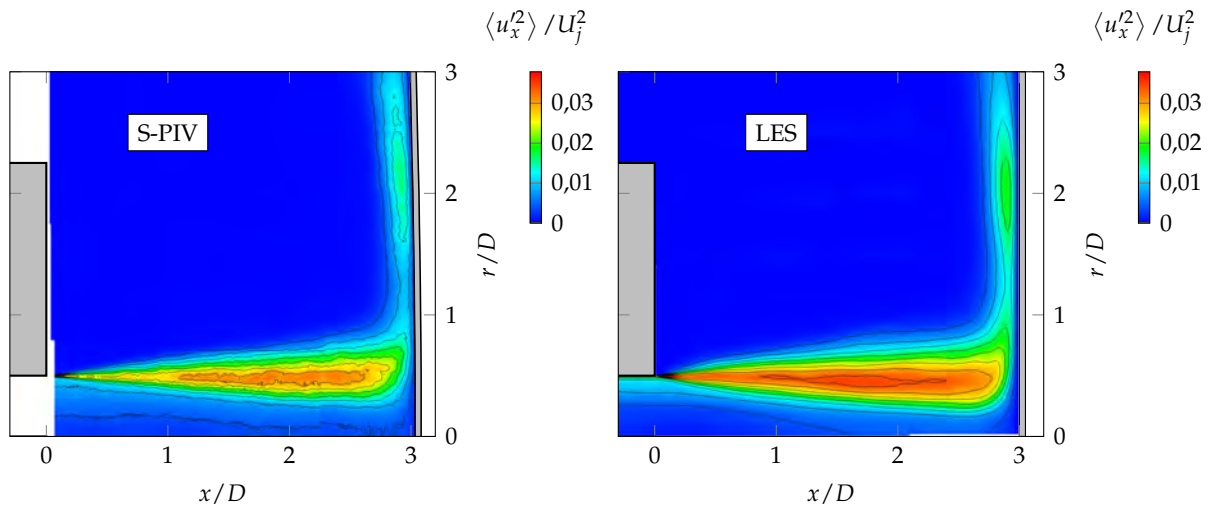


(b) Norme de la vitesse moyenne.

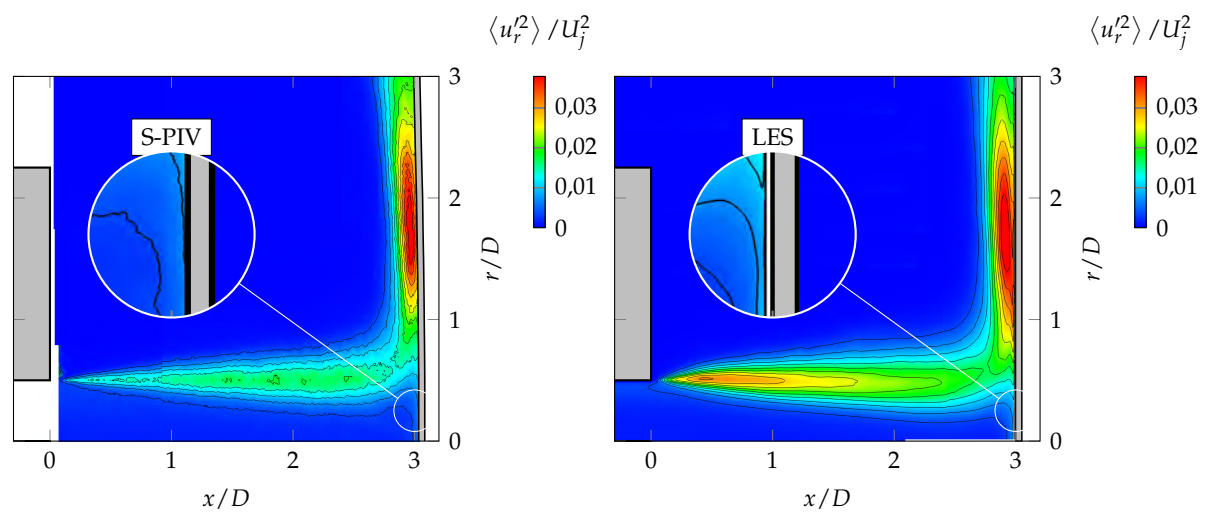


(c) Énergie cinétique turbulente.

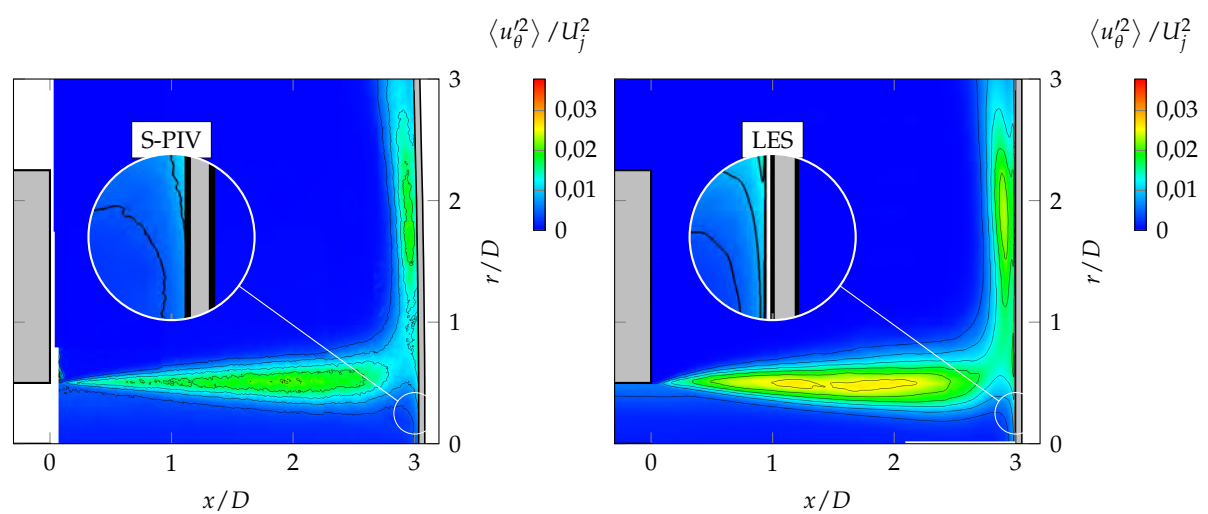
FIGURE 6.1 – Comparaison des champs de vitesse S-PIV (à gauche) et LES (à droite).



(a) Fluctuations de vitesse axiale.



(b) Fluctuations de vitesse radiale.



(c) Fluctuations de vitesse azimutale.

FIGURE 6.2 – Comparaison des composantes normales du tenseur de Reynolds S-PIV (à gauche) et LES (à droite).

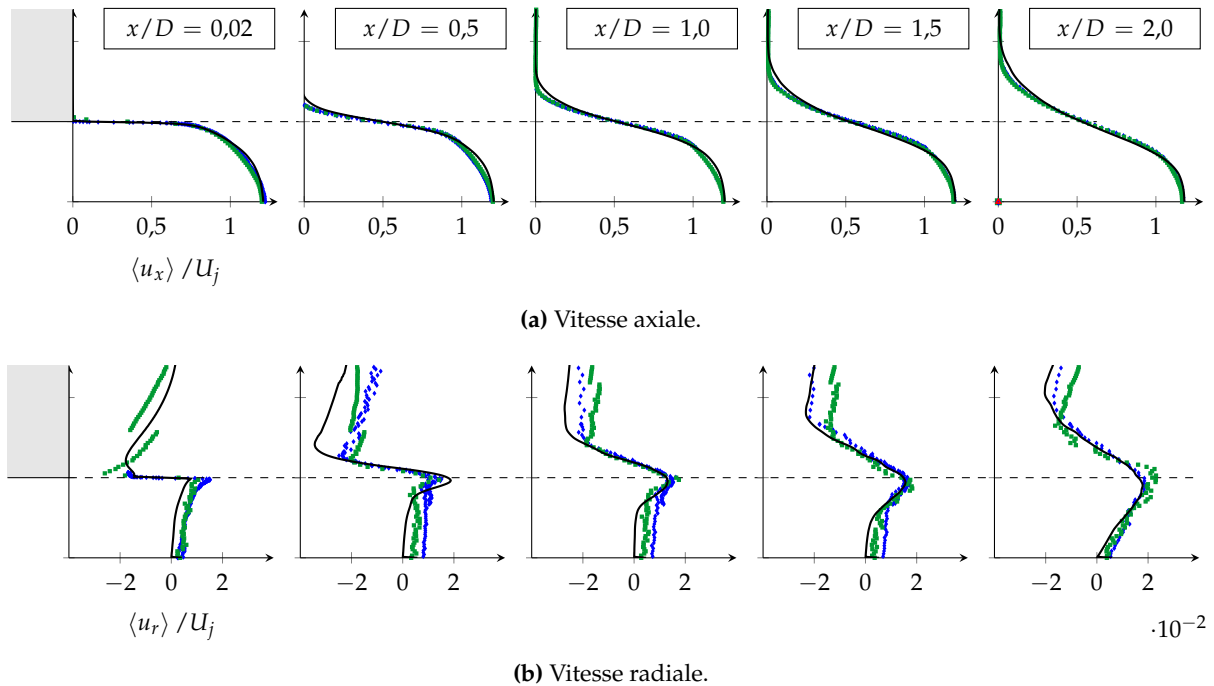


FIGURE 6.3 – Comparaison des profils de vitesse et de température dans le jet libre. (—) LES-ISO. (■) Mesures S-PIV. (♦) Mesures LDV.

**Jet libre ( $x/D < 2$ )** La figure 6.3a présente les profils moyens des vitesses axiale et radiale dans la région du jet libre. On constate sur les profils de vitesse axiale (figure 6.3a), que l'évasement du jet prévu par la simulation LES est légèrement plus important que dans les mesures. La vitesse radiale (figure 6.3b), dont la valeur est relativement faible par rapport à la vitesse axiale dans cette région de l'écoulement, est plutôt bien reproduite par la simulation LES.

À la figure 6.1c on a représenté les profils de fluctuations. On retrouve la surestimation des fluctuations de la vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 6.4b). La surestimation la plus importante ( $\simeq 20\%$ ) est observée à  $0,5D$  en aval de la sortie du jet. Elle a ensuite tendance à diminuer pour les positions plus en aval. En  $x/D = 0,5$ , le surépaississement de la couche de mélange est bien visible. Pour cette position on note également la forte surestimation des fluctuations croisées  $\langle u'_x u'_r \rangle$  (figure 6.4d), qui finit elle aussi par s'atténuer en aval.

Les profils de la figure 6.4 montrent également que les fluctuations prévues dans le cœur du jet par la simulation LES sont en très bon accord avec les niveaux mesurés expérimentalement, ceci grâce à la génération d'un état proche de celui d'une conduite pleinement développée à la sortie (section 5.3.2).

En revenant à la figure 6.2b, on constate que l'expansion radiale du jet semble augmenter brutalement entre  $x/D = 0,1$  et  $0,5$  alors que celle-ci est plutôt progressive et constante pour les mesures S-PIV. Il pourrait s'agir de la marque d'un processus de transition, généralement observé lorsque l'écoulement en amont de la sortie du jet n'est pas (ou mal) perturbé (Gand 2016). Dans la mesure où notre écoulement est pleinement turbulent à la sortie avec un bon niveau de fluctuation en  $x/D = 0$  (figure 6.4), cette hypothèse est certainement à proscrire.

Hadžiabdić et Hanjalić (2008) ont montré qu'une mauvaise discrétisation de la région du jet libre pouvait conduire à une surestimation des fluctuations de vitesse. Afin d'écartier l'hypothèse d'une résolution insuffisante du maillage dans cette région, nous avons effectué une simulation sur un maillage doublement raffiné dans la direction axiale entre  $x/D = 0$  et  $1$ . Aucune influence sur la prévision des fluctuations n'a pu être mise en évidence.

Finalement, l'explication la plus plausible quant à la surestimation des fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  et à l'expansion brutale du jet serait la conséquence d'un léger forçage de celui-ci. Nous avons en effet mis en évidence la présence d'une onde de pression, non-physique, effectuant des allers-retours dans la conduite (figure 6.5). Sa fréquence est proche du 1<sup>er</sup> harmonique du mode colonne mis en évidence à la section 3.3 et dont la région de présence privilégiée se situe autour de  $r/D = 0,5$  (figure 3.28b). Cette onde pourrait dès lors avoir tendance à promouvoir la création de tourbillons, trop énergétiques, à cette fréquence particulière.

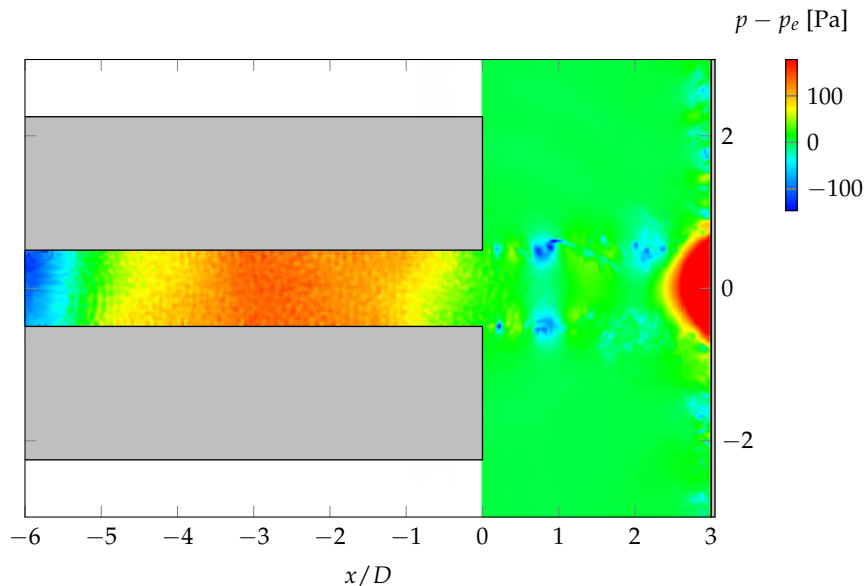
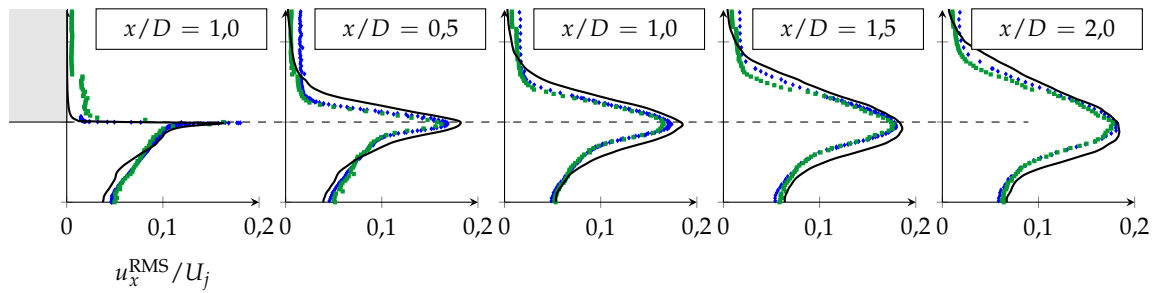
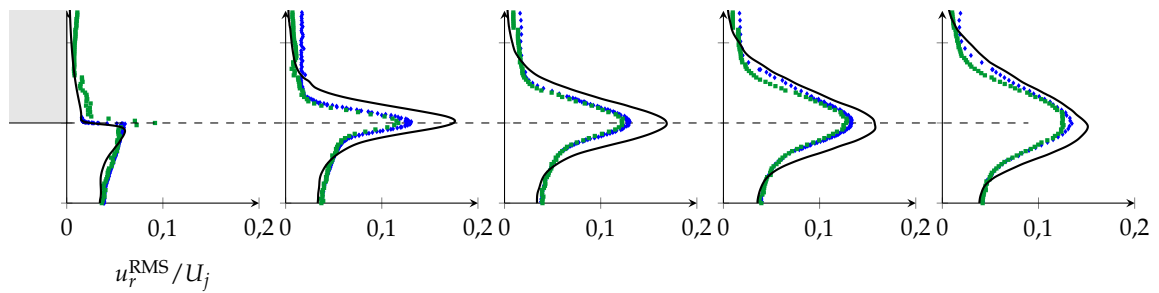


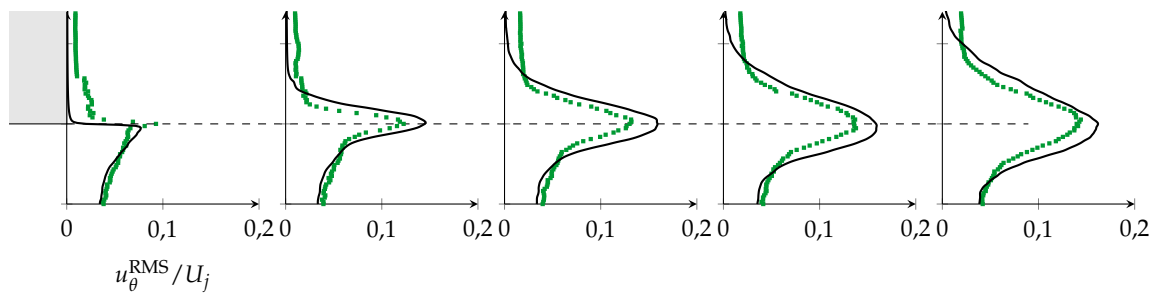
FIGURE 6.5 – Champ de pression statique dans une coupe  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_r)$  d'un instantané issu de la simulation LES.



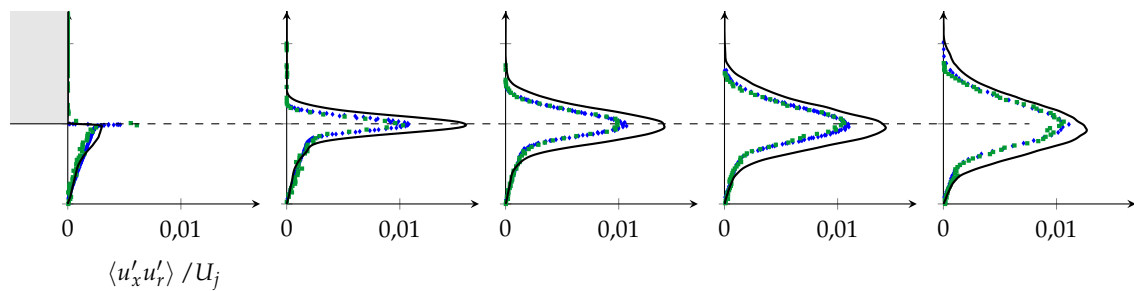
(a) Fluctuations de vitesse axiale.



(b) Fluctuations de vitesse radiale.



(c) Fluctuations de vitesse azimutale.



(d) Fluctuations croisées.

FIGURE 6.4 – Comparaison des profils de fluctuations de vitesse dans le jet libre. (—) LES-ISO. (■) Mesures S-PIV. (♦) Mesures LDV.



**Paroi d'impact** À la figure 6.6, on compare les profils de vitesse moyenne obtenus lors de la simulation LES-ISO aux données expérimentales pour plusieurs positions radiales au-dessus de la paroi d'impact. Pour ces profils, on a également ajouté les champs moyens issus de la simulation LES-ADIA (paroi adiabatique) afin d'évaluer l'influence de la condition thermique sur les profils aérodynamiques. On constate que les écarts entre les deux simulations sont très faibles : la condition thermique à la paroi n'influence pas le champ aérodynamique moyen. Les profils de la vitesse radiale moyenne  $\langle u_r \rangle$  le long de la paroi d'impact (figure 6.6a) montrent un excellent accord entre la simulation LES et les mesures. L'effet de la présence de la paroi sur l'amortissement de la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  dans la région d'impact, en  $r/D = 0$  et  $0,5$ , est correctement reproduit (figure 6.6b). Pour les positions radiales  $r/D = 1$  et  $1,5$ , les simulations ne montrent pas l'apparition d'un pic dans le profil de la vitesse axiale, uniquement observé sur les mesures LDV.

La figure 6.7 présente les profils de fluctuations de vitesse obtenus à différentes positions radiales. Les écarts entre les profils issus de la simulation LES-ISO et LES-ADIA sont à nouveau relativement faibles. La condition limite thermique n'influence pas les champs aérodynamiques fluctuants. On constate que les niveaux de fluctuations de vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 6.7a), axiale  $u_x^{\text{RMS}}$  (figure 6.7b) et azimutale  $u_\theta^{\text{RMS}}$  (figure 6.7c) sont globalement en bon accord avec l'expérience pour l'ensemble des positions. Pour les positions radiales de  $r/D = 1,5$  à  $3$ , on retrouve le profil caractéristique des fluctuations de vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 6.7b) en double-pic décrit au chapitre 3 (figure 3.13b), avec un premier maximum dans la couche externe et un second dans la couche interne du jet pariétal. En  $r/D = 1$  et  $r/D = 1,5$  (figure 6.7b), on constate que, les fluctuations radiales sont plus proches des mesures S-PIV que des mesures LDV. On a toutefois mentionné à la section 3.1 que les mesures LDV sont considérées comme référence dans cette région. Par rapport à la LDV, l'intensité du creux entre les deux maxima de fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$  est sous-estimé par la simulation. On assiste également à une surestimation d'environ 30% des fluctuations prévues par les simulations LES entre  $x/D = 2,9$  et la paroi d'impact. On retrouve également les écarts les plus élevés pour les fluctuations croisées  $\langle u'_x u'_r \rangle$  (figure 6.7d) en ces mêmes positions radiales.

Pour les positions radiales de  $r/D = 1$  à  $3$ , les fluctuations azimutales  $u_\theta^{\text{RMS}}$  (figure 6.7c) présentent des profils similaires aux fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$ , avec deux maxima.

Il est difficile d'identifier le coupable concernant les écarts importants observés en  $r/D = 1$  et  $1,5$  pour les fluctuations de la vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$ . En se basant sur les résultats des simulations LES de jet en impact de Lodato et al. (2009) ( $Re_D = 23\,000$  et  $H/D = 2$ ), on pourrait incriminer la stratégie concernant la modélisation des contributions de sous-maille. Dans notre approche à filtrage explicite (LES-RF), le filtre est purement dissipatif *i.e.* l'énergie est uniquement extraite des structures résolues. Le phénomène de transfert inverse d'énergie, au travers duquel de l'énergie est transférée des petites aux grandes échelles, ne peut donc pas être reproduit. Lodato et al. (2009) ont montré que l'utilisation d'un modèle explicite pour le tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau_{\text{SGS}}$ , capable de prendre en compte la présence de la paroi, l'anisotropie de la turbulence et le transfert d'énergie des petites structures vers les grandes, évite la surestimation des fluctuations radiales en  $r/D = 1$  et  $1,5$ .

Parmi les potentiels responsables des différences, nous pouvons également pointer le schéma numérique du second ordre sélectionné pour la discrétisation des flux diffusifs. Pour les écoulements à haut nombre de Reynolds, la diffusion visqueuse est négligeable devant les effets convectifs. Ce n'est plus le cas au voisinage de la paroi, où le nombre de Reynolds turbulent est faible.

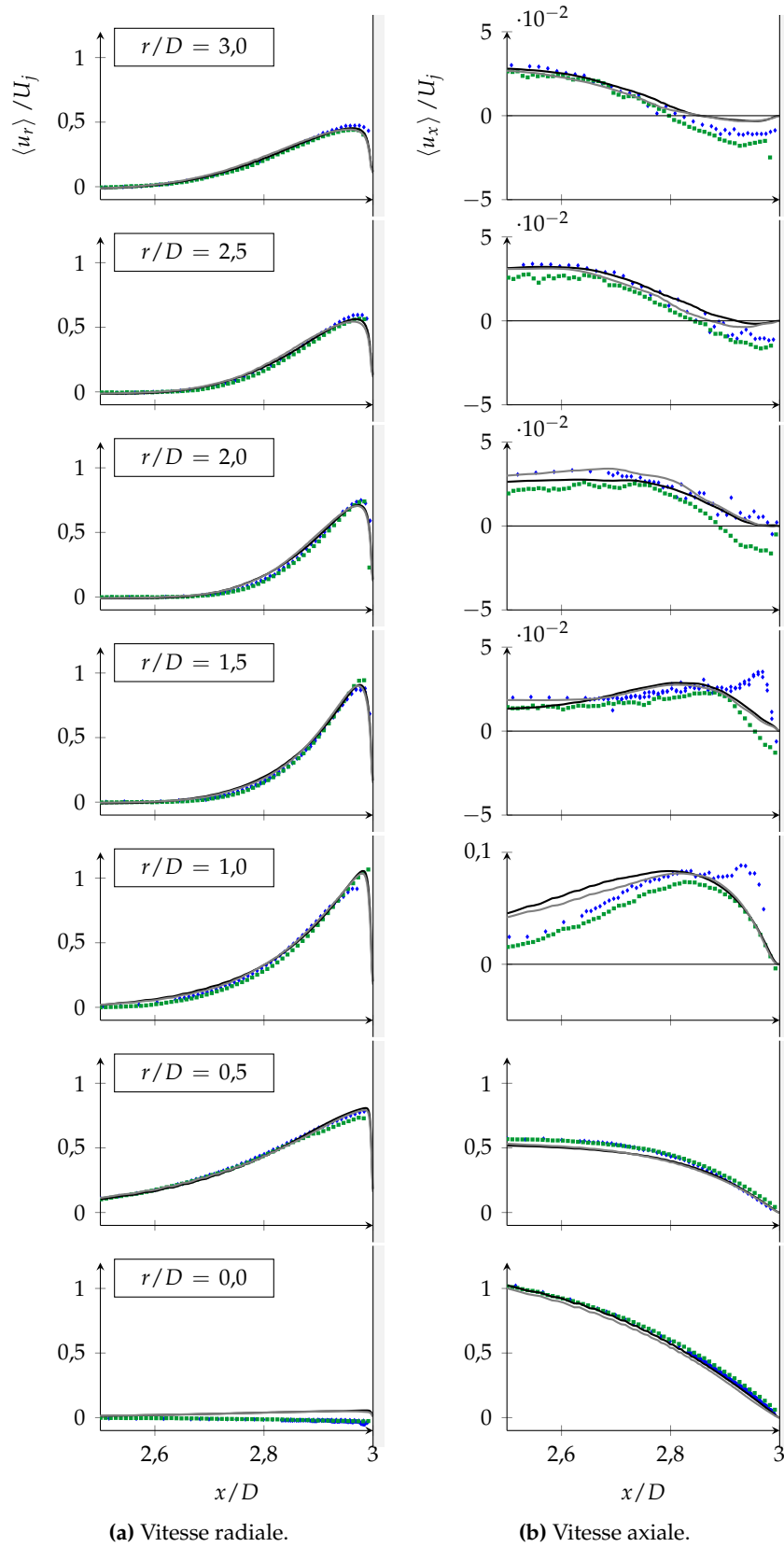


FIGURE 6.6 – Comparaison des profils aérodynamiques moyens au-dessus de la paroi d’impact. (—) LES-ISO. (---) LES-ADIA. (■) Mesures S-PIV. (♦) Mesures LDV.

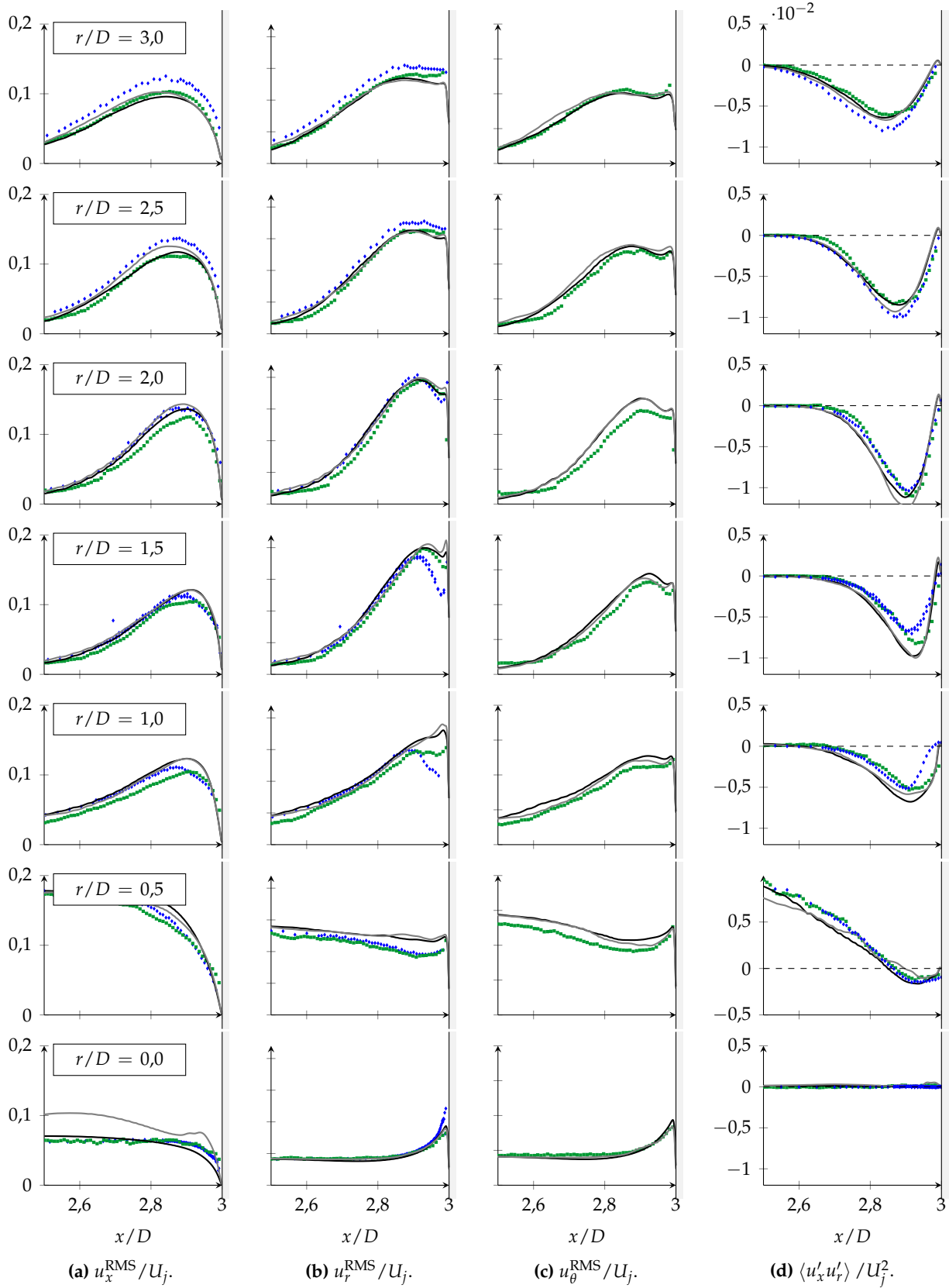


FIGURE 6.7 – Comparaison des profils aérodynamiques fluctuants au-dessus de la paroi d'impact. (—) LES-ISO. (---) LES-ADIA. (■) Mesures S-PIV. (♦) Mesures LDV.

### 6.1.1.2 Champ thermique

On s'intéresse maintenant à la comparaison des champs thermiques prévus par les simulations LES aux mesures fil froid.

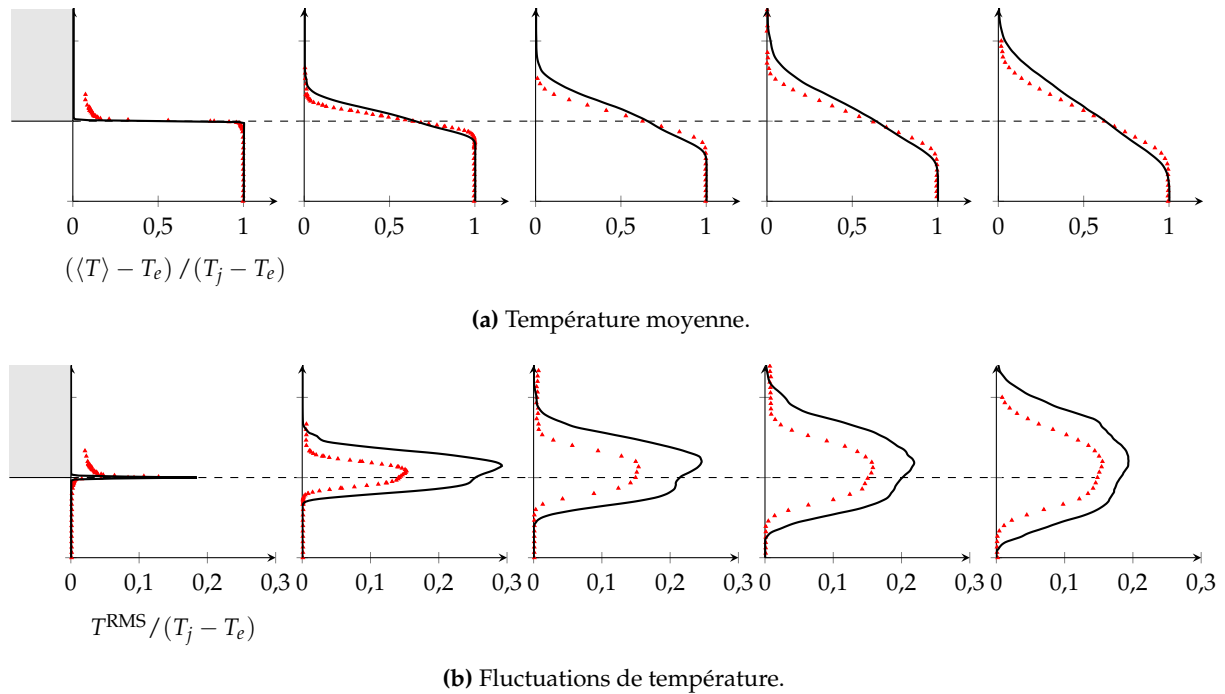


FIGURE 6.8 – Comparaison des profils thermiques pour plusieurs positions axiales dans le jet libre. (—) LES-ISO. (---) LES-ADIA. ( $\blacktriangle$ ) Mesures fil froid.

**Jet libre ( $x/D < 2$ )** La figure 6.8a présente les profils de température moyens et fluctuants dans le jet libre pour la simulation LES-ISO. On constate à la figure 6.8a que la simulation LES surestime la diffusion thermique. Cela se traduit par une diminution de l'extension radiale du cœur du jet, où la température se maintient à  $T_j = 130^\circ\text{C}$  et la réduction de la longueur du noyau  $L_n$ . Pour notre écoulement faiblement subsonique, la température joue le rôle de scalaire passif. Cette surestimation provient donc de la surestimation de la diffusion de la quantité de mouvement, observée sur les profils moyens de la vitesse axiale (figure 6.3a).

À l'instar des fluctuations de vitesse radiale  $u_r^{RMS}$  (figure 6.4b), on constate une surestimation importante ( $\simeq 50\%$ ) des fluctuations de température en  $x/D = 0,5$  (figure 6.8b). La surestimation s'atténue pour les positions plus en aval pour se rapprocher des profils mesurés par fil froid. L'allure dissymétrique des profils de fluctuations de température de part et d'autre de la ligne de mélange, mise en évidence au chapitre 3, est retrouvée par la simulation.

**Paroi d'impact** On a tracé à la figure 6.9 les profils moyens et fluctuants de température obtenus pour les simulations LES-ISO et LES-ADIA au-dessus de la paroi d'impact. Contrairement aux profils aérodynamiques, la condition limite thermique influence la forme des profils moyens et fluctuants.

À partir des profils moyens de température (figure 6.9a), on constate que la condition pariétale influence le champ thermique jusqu'à une certaine hauteur au-dessus de la paroi, représentée par une ligne pointillée à la figure 6.9. Cette hauteur augmente avec la position radiale  $r/D$ . Elle est initialement très faible ( $0,001D$ ) au point d'impact ( $r/D = 0$ ) et vaut  $0,09D$  en  $r/D = 3$ .

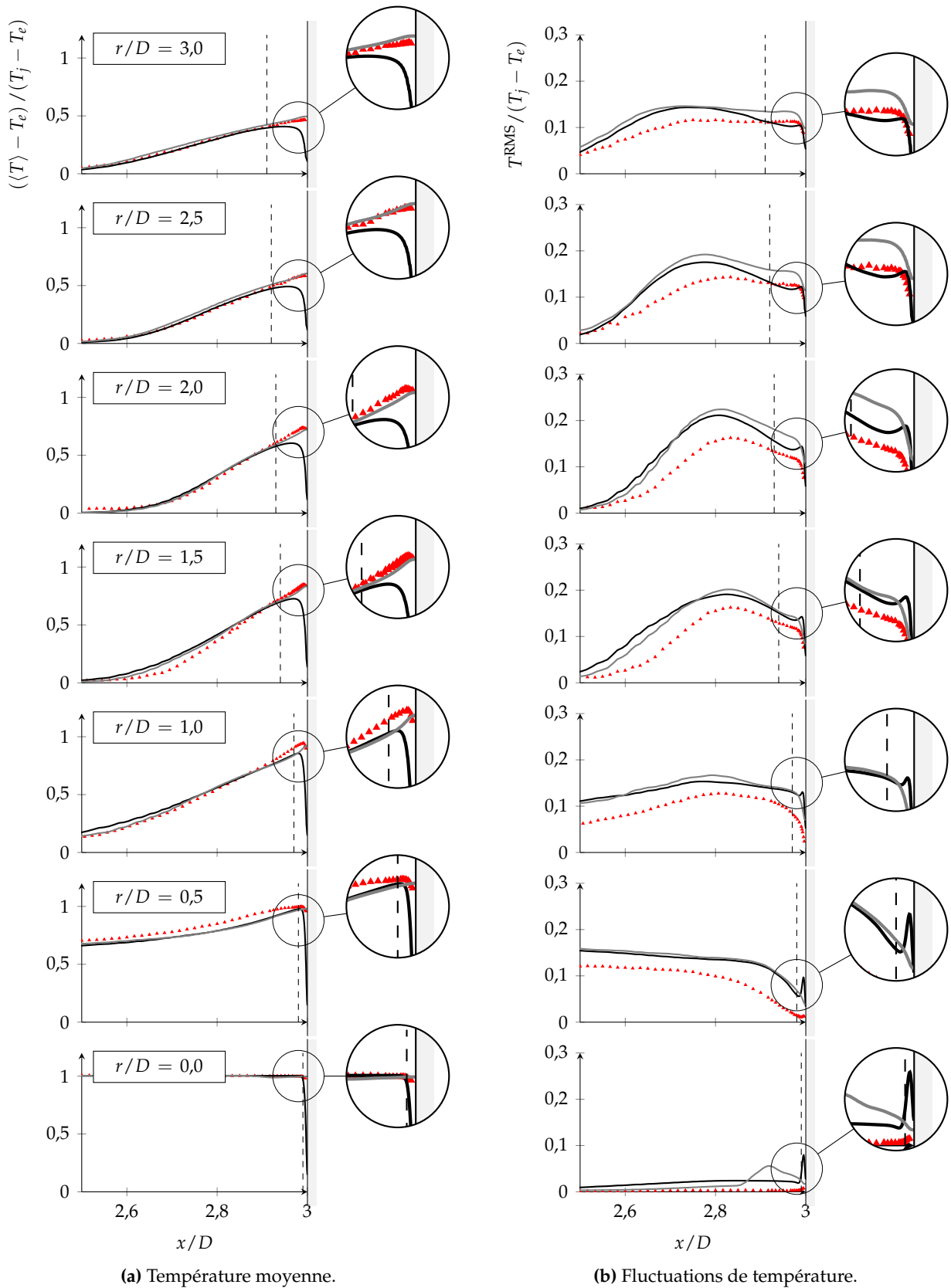


FIGURE 6.9 – Comparaison des profils thermiques au-dessus de la paroi d'impact. (—) LES-ISO. (—) LES-ADIA. ( $\blacktriangle$ ) Mesures fil froid. (Ligne pointillée) Délimitation de la zone influencée par la condition thermique pariétale.

Pour la simulation LES-ADIA, les profils de température dans le jet pariétal augmentent de façon monotone depuis la température ambiante jusqu'à la température adiabatique de paroi. Pour la simulation LES-ISO, les profils de température augmentent jusqu'à une valeur maximale à partir de laquelle ils diminuent pour rejoindre la température de 25°C imposée à la paroi.

La simulation LES-ADIA est plus proche de la configuration thermique à laquelle les mesures fil froid ont été réalisées (paroi isotherme à la température d'équilibre). On constate que les profils de la température moyenne prévus par cette simulation sont très proches des mesures. Seule la fine couche limite thermique interne, décrite au chapitre 3, ne peut être reproduite par la simulation réalisée pour une condition de paroi adiabatique.

La figure 6.9b présente les fluctuations de température  $T^{\text{RMS}}$  dans la couche pariétale. On a également représenté, à l'aide d'une ligne pointillée la hauteur d'influence de la condition thermique pariétale. Des différences notables apparaissent entre les deux configurations thermiques au voisinage de la paroi. Pour la configuration LES-ISO, on observe l'apparition d'un double pic, comme pour les profils de fluctuations de vitesse radiale  $u_r^{\text{RMS}}$  (figure 6.7b) et de vitesse azimutale  $u_\theta^{\text{RMS}}$  (figure 6.7c). Le pic interne est inexistant pour la simulation LES-ADIA. Pour cette dernière, on retrouve la rupture de pente, observée sur les mesures fil froid. Dans la couche externe du jet pariétal, les deux simulations fournissent des fluctuations de température de niveaux très proches. Ces derniers sont surestimés d'environ 15% par rapport aux mesures. La surestimation a tendance à diminuer lorsque l'on s'éloigne du point d'impact.

### 6.1.2 Échanges pariétaux

On s'intéresse maintenant aux échanges prévus par les simulations au niveau de la paroi d'impact. Afin d'illustrer l'intérêt de l'approche LES par rapport aux approches RANS, on rappelle également les résultats présentés dans le chapitre 4.

#### 6.1.2.1 Échanges de chaleur

La figure 6.10 compare les grandeurs associées aux transferts thermiques obtenus par TheFA aux simulations RANS (modèles  $k - \omega - SST$  et  $\phi - \alpha$ ) et LES. La figure 6.10a montre la distribution du flux de chaleur  $\varphi_p$  obtenu pour une configuration thermique isotherme  $T_p = 25^\circ\text{C}$  (LES-ISO et RANS-ISO). La figure 6.10b montre la distribution de l'efficacité  $\eta$  (forme adimensionnelle pour la température adiabatique de paroi) obtenue sur la configuration adiabatique  $\varphi_p = 0$  pour la LES (LES-ADIA) et calculée à l'aide de (4.2) pour les simulations RANS (RANS-EQUI). Enfin, la figure 6.10c représente la distribution du nombre de Nusselt  $Nu_D$  calculée à partir du flux de chaleur  $\varphi_p$  et de la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$  selon (5.2) pour la simulation LES et déterminée selon (4.1) pour les simulations RANS.

Il ressort que la distribution du flux de chaleur (figure 6.10a) et du nombre de Nusselt (figure 6.10c) obtenues à l'aide de la simulation LES sont beaucoup plus proches des mesures TheFA que celles obtenues en RANS. La LES prévoit un bon niveau et une bonne allure. On retrouve en particulier le premier maximum du nombre de Nusselt au point d'arrêt ainsi que le second maximum en  $r/D = 2$ . La position du minimum vers  $r/D = 1$  est également bien reproduite. On peut toutefois noter une légère sous-estimation des échanges de chaleur, notamment pour  $r/D > 1$ . On verra à la section 6.4 qu'elle est certainement liée à la sous-discrétisation de structures turbulentes particulières reliées aux échanges de chaleur dans cette région.

En ce qui concerne l'efficacité  $\eta$ , la distribution de la simulation LES-ADIA présente une valeur très proche de l'unité au point d'impact, illustrant que ce dernier se situe bien avant la fin du noyau du jet. On constate, par contre, que le plateau observé pour la TheFA et les simulations RANS dans la région d'impact est nettement moins étendu pour la simulation LES. Cet écart s'explique par l'expansion trop importante du jet, constatée sur les champs aérodynamiques et

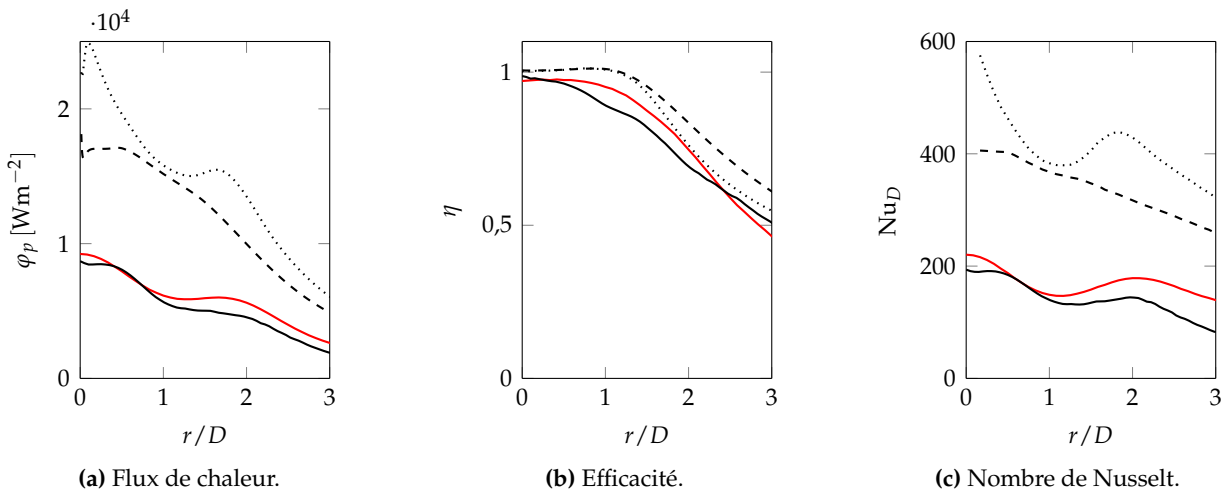


FIGURE 6.10 – Échanges de chaleur à la paroi d'impact. (—) Mesures TheFA. (—) LES. (----)  $k - \omega - SST$  (RANS). (.....)  $\phi - \alpha$  (RANS).

thermiques, expliquant que le diamètre du cœur du jet au moment de l'impact soit sous-estimé par la simulation.

### 6.1.2.2 Frottement

Il est également intéressant de considérer la distribution du frottement pariétal  $\tau_p$ , la littérature ayant mis en évidence l'apparition d'un second maximum pour les faibles distances d'impact (section 1.4.2.1). Ne disposant pas de mesure pour cette grandeur, nous choisissons les données d'[Alekseenko et Markovich \(1994\)](#), obtenues sur une configuration similaire ( $Re_D = 44\,000$  et  $H/D = 3$ ) pour nous comparer. La figure 6.11 présente le frottement pariétal, normalisé par le

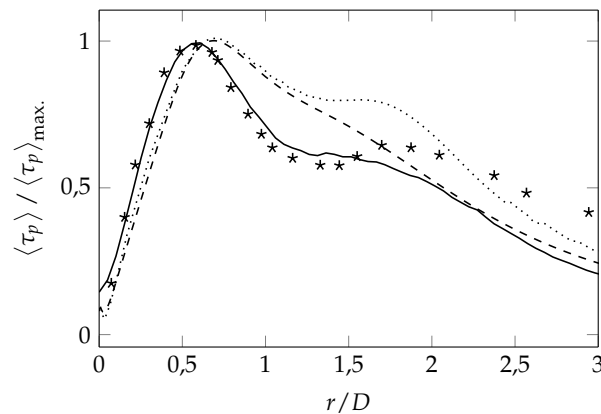


FIGURE 6.11 – Frottement pariétal. (\*) Mesures d'[Alekseenko et Markovich \(1994\)](#) ( $Re_D = 44\,000$  et  $H/D = 3$ ). (—) LES. (----)  $k - \omega - SST$  (RANS). (.....)  $\phi - \alpha$  (RANS).

frottement maximum  $\tau_{p,max}$ , des simulations (RANS-ISO, LES-ISO) aux données expérimentales. On constate que la simulation LES prévoit correctement l'évolution du frottement dans la région d'impact entre le point d'arrêt et  $r/D = 1$ . Le frottement maximal est atteint autour de  $r/D = 0,6$ . Pour cette configuration à faible distance d'impact, le frottement présente un second maximum vers  $r/D = 1,7$ , que la simulation LES n'est pas capable de reproduire. À sa place, on peut néanmoins noter la présence d'une rupture de pente avec une légère concavité vers haut. Contraire-

ment au modèle  $\phi - \alpha$  (RANS) pour lequel on observe la même allure que la LES, le frottement diminue de manière monotone après le premier maximum pour le modèle  $k - \omega - SST$ .

### 6.1.3 Lien entre les champs statistiques et le second maximum

En comparant les champs moyens et fluctuants issus de la simulation LES à ceux obtenus par les simulations RANS, on peut tenter de dégager le point commun entre les simulations capables de prévoir le second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt (LES et  $\phi - \alpha$ ). La figure 6.12a présente les profils d'énergie cinétique turbulente  $k$  pour plusieurs positions radiales

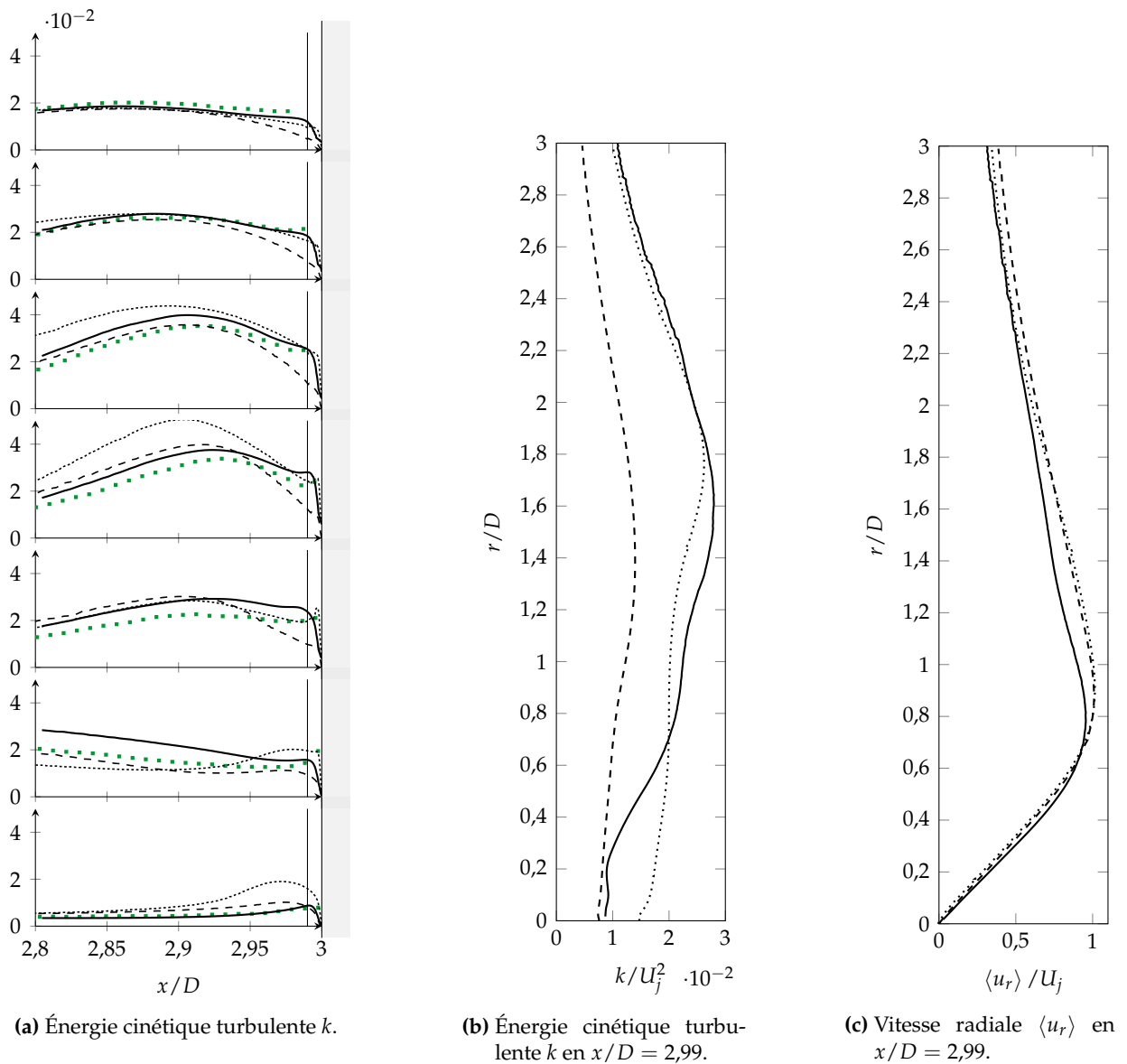


FIGURE 6.12 – Évolution de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et de la vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  au-dessus de la paroi d'impact. (■) Mesures S-PIV. (—) LES. (----)  $k - \omega - SST$  (RANS). (.....)  $\phi - \alpha$  (RANS).

au-dessus de la paroi d'impact obtenus à l'aide des simulations LES,  $k - \omega - SST$  (RANS) et  $\phi - \alpha$  (RANS). On constate que, au voisinage de la paroi, les niveaux de  $k$  prévus par la simulation LES et le modèle  $\phi - \alpha$  sont plus proches des mesures que ceux prévus à l'aide du modèle  $k - \omega - SST$ .



On s'intéresse en particulier à l'évolution de l'énergie cinétique turbulente au voisinage de la paroi en fonction de la position radiale  $r/D$ . À la figure 6.12b, on a tracé l'évolution de  $k$  à  $0,01D$  au-dessus de la paroi d'impact (représentée par une ligne verticale à la figure 6.12a). On constate que l'énergie cinétique turbulente dans cette région augmente aux alentours de  $r/D = 1,7$  pour la simulation LES et le modèle  $\phi - \alpha$  (RANS), alors qu'elle reste à un niveau plus faible pour le modèle  $k - \omega - SST$  (RANS).

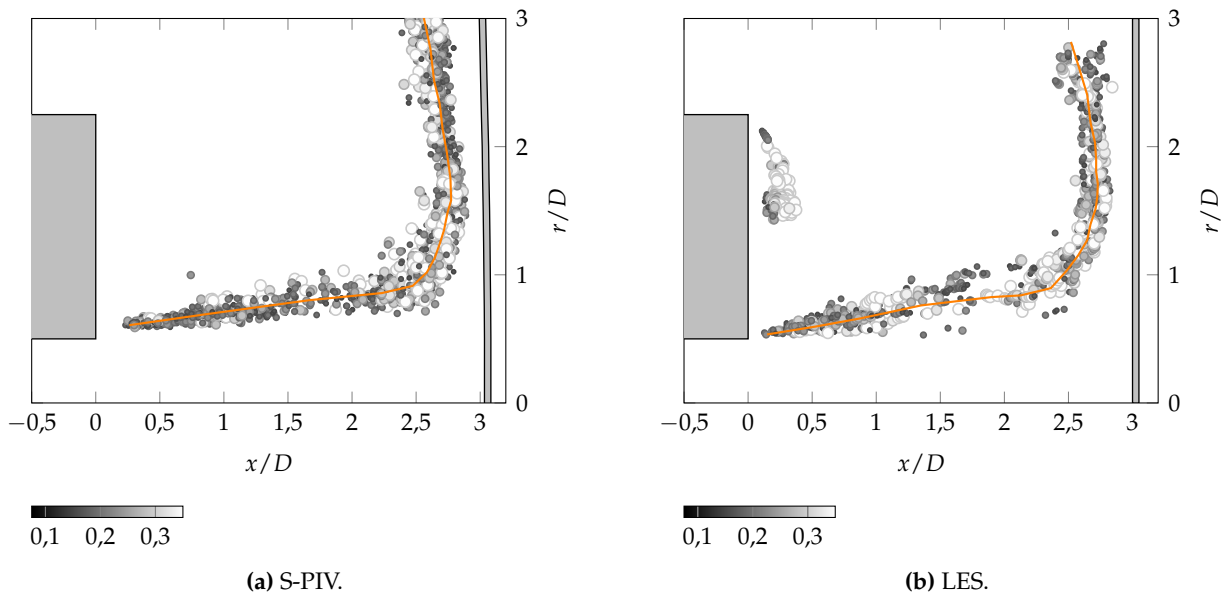
À la figure 6.12c on a représenté l'évolution de la vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  à la même position ( $0,01D$ ) au-dessus de la paroi d'impact. On constate que les trois simulations présentent une allure similaire avec le maximum de vitesse radiale vers  $x/D = 0,8$ . D'un point de vue statistique, on peut s'attendre à ce que l'augmentation des échanges de chaleur soit liée à une augmentation de la vitesse de convection ou à une augmentation de la turbulence. À partir des figures 6.12b et 6.12c, on aurait plutôt tendance à associer l'augmentation des échanges vers  $r/D = 2$  à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente prévue par la simulation LES et le modèle  $\phi - \alpha$  vers  $r/D = 1,7$ . Dans notre étude, les modèles testés capables de prévoir cette augmentation permettent de reproduire le second maximum. Jaramillo et al. (2008) sont également arrivés à cette conclusion pour d'autres modèles de turbulence (modèles à viscosité turbulente non-linéaire).

L'augmentation de la turbulence en  $r/D = 1,7$  se traduit également par une augmentation du frottement pariétal à cette même position, comme illustré à la figure 6.11. Même si l'analogie de Reynolds (1.25) entre transfert de chaleur et transfert de quantité de mouvement n'est pas valide pour l'écoulement de jet en impact, il semble tout de même qu'un lien apparaisse entre la prévision d'une augmentation de frottement vers  $r/D = 1,7$  et celle du second maximum dans le nombre de Nusselt pour  $r/D = 2$ .

## 6.2 Caractérisation topologique

Dans cette section on s'intéresse à la topologie de l'écoulement. On vérifie d'abord que les caractéristiques de l'écoulement révélées par les mesures S-PIV sont bien retrouvées par la simulation. On met alors à profit les données 3D issues de la simulation pour mieux comprendre la structuration instantanée, à grande et à petite échelle, au sein de l'écoulement.

**Application du critère de détection des structures tourbillonnaires** Nous avons appliqué l'algorithme de détection de structure de Debien et al. (2016) (section 2.3.5) sur les plans de coupe  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_r)$  instantanés extraits de la simulation. Les positions et tailles des structures détectées par S-PIV et LES sont reportées à la figure 6.13. Seules les plus grosses structures, dont le rayon équivalent  $r_t$  est supérieur à  $0,1D$ , ont été conservées. On constate que la localisation et la densité des structures détectées sur les coupes LES sont très similaires aux mesures S-PIV. On retrouve la région avec des petites structures entre la sortie du jet et  $x/D = 1$ , associées aux anneaux tourbillonnaires issus de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Comme pour la S-PIV, on observe la présence des plus grandes structures dans la région d'impact, où l'écoulement est fortement dévié. La trajectoire des structures primaires, détectées sur les champs LES, est très proche de celle mise en évidence sur les mesures S-PIV. On observe clairement le « rebond » des structures. Elles se rapprochent le plus de la paroi au niveau de la position radiale  $r/D = 1,6$ . Dans la région comprise entre  $r/D = 1$  et  $r/D = 2$ , les structures détectées sur les champs LES sont plus rares, comme pour les mesures S-PIV. On rappelle que cette faible densité a été associée au morcellement des structures cohérentes dans cette région de l'écoulement à cause des instabilités secondaires et de la turbulence.

FIGURE 6.13 – Application de l'algorithme de [Debien et al. \(2016\)](#).

**Structures de Kelvin-Helmholtz et structures primaires** La figure 6.14a montre un exemple représentatif des lignes de courant sur une coupe instantanée issue de la simulation LES. On retrouve des structures de Kelvin-Helmholtz (KH), symétriques par rapport à l'axe du jet, à proximité de la sortie de la conduite, comme celles mises en évidence lors des mesures S-PIV au chapitre 3 à la figure 3.20(i). On observe également sur cet instantané une structure primaire située aux alentours de  $r/D = 1,1$  dans le jet pariétal. Elle correspond aux structures mises en évidence expérimentalement au chapitre 3 à la figure 3.20(iii).

La figure 6.14b présente le champ de pression statique  $p - p_e$  au même instant. On constate que les régions à forte dépression peuvent être associées aux structures toroïdales dans le jet libre et aux structures primaires dans la couche pariétale. Les régions à plus faible dépression vers  $x/D = 1,5$  correspondent aux restes des structures toroïdales apparaissant en sortie de conduite et transportées par le jet.

On a reporté à la figure 6.14c le champ de température au même instant. Les quatre tourbillons présents entre  $x/D = 0$  et 1 se manifestent visiblement par un « enroulement » du champ de température et l'incursion de fluide ambiant frais vers le cœur du jet. Plus en aval, le champ de température ne permet pas de distinguer la présence d'une éventuelle structure, signant la désintégration progressive des structures toroïdales très cohérentes.

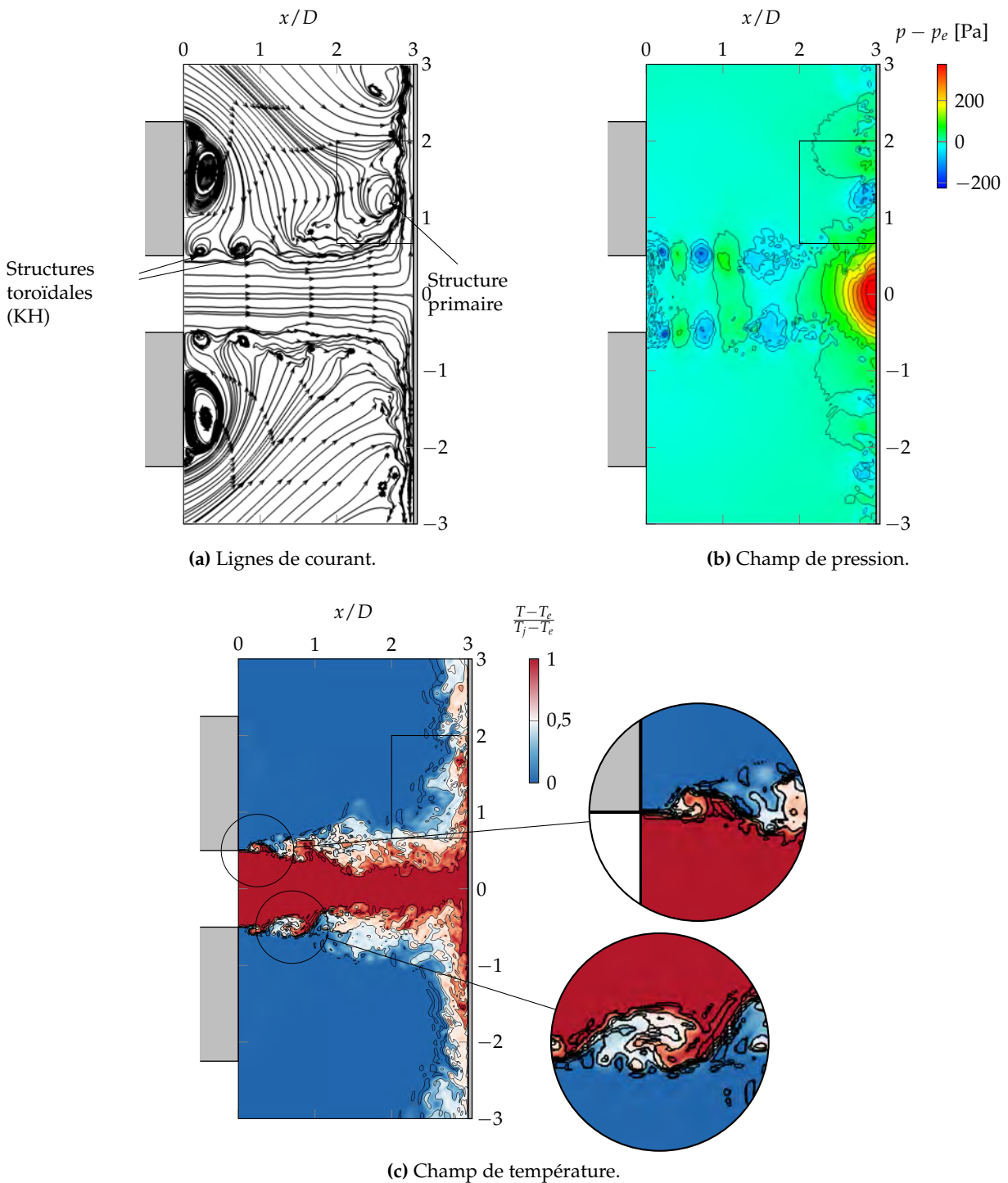


FIGURE 6.14 – Structuration d'un instantané de l'écoulement dans un plan de coupe  $(e_x, e_r)$  de la simulation LES en  $t/\tau_c = 8,88$ .

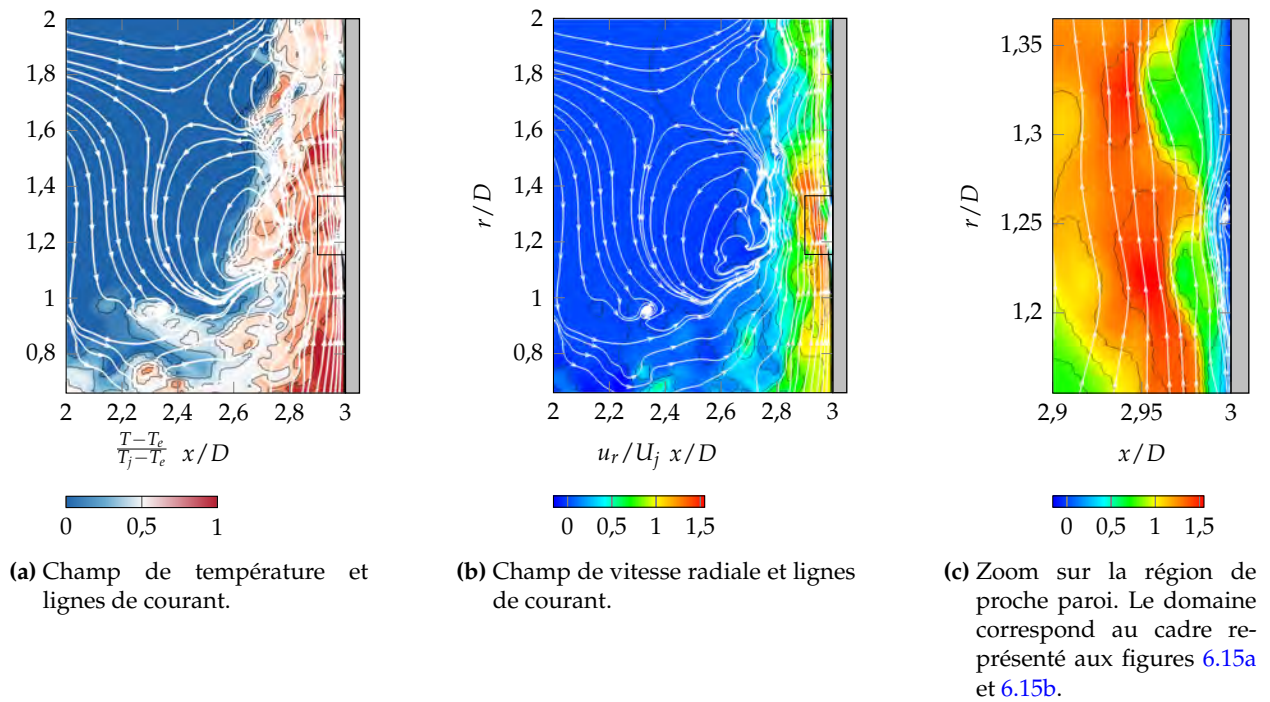


FIGURE 6.15 – Champ aérodynamique et thermique autour d’une structure primaire. Le domaine correspond au cadre représenté à la figure 6.14.

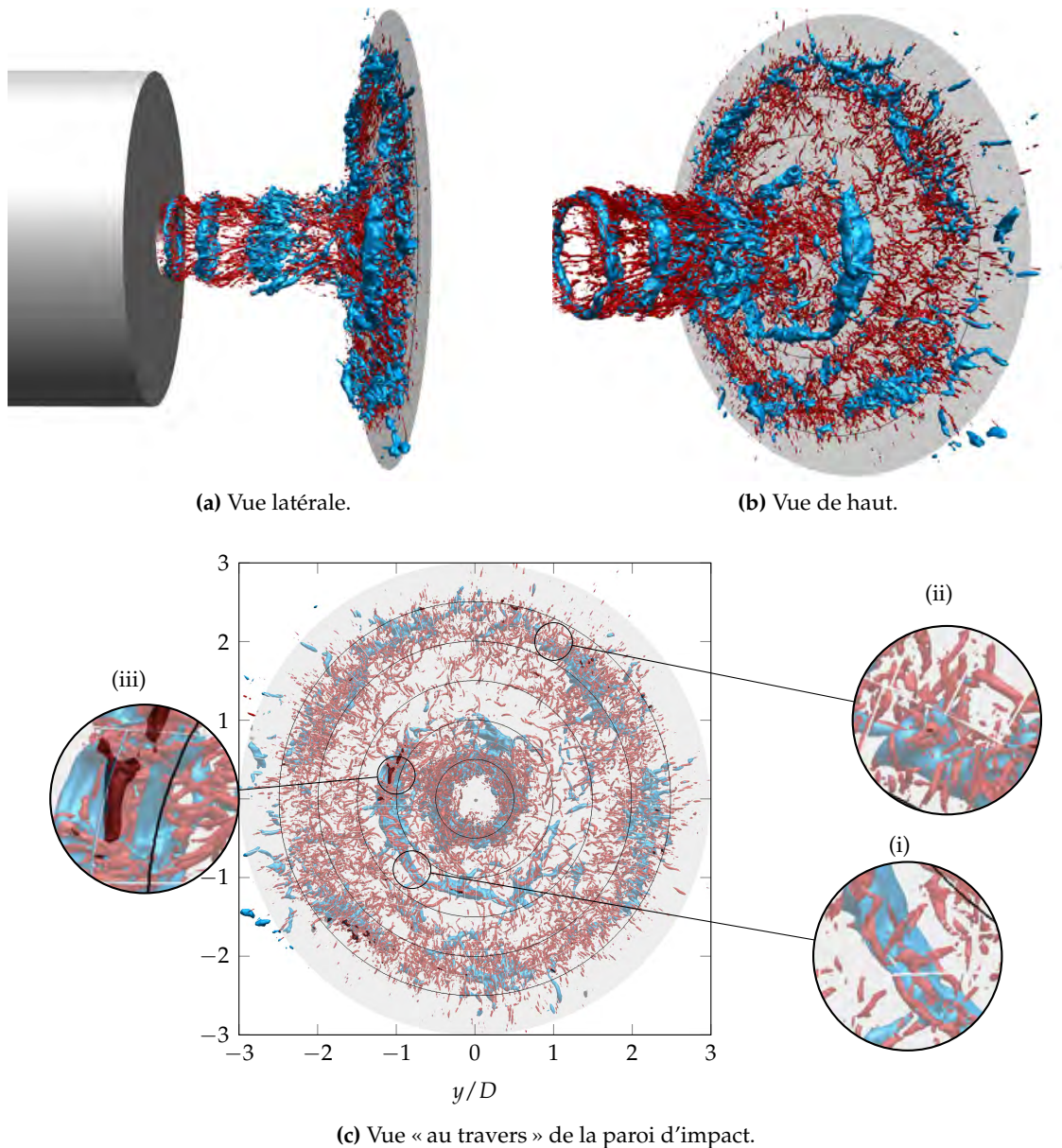
**Structures secondaires** Aux figures 6.15a et 6.15b, on a représenté un agrandissement du champ aérodynamique et thermique autour de la structure primaire située en  $r/D = 1,2$  au-dessus de la paroi d’impact à la figure 6.14 (l’agrandissement correspond au cadre noir sur cette figure). On constate que la structure primaire est accompagnée d’une forte accélération de l’écoulement au-dessus de la paroi (figure 6.15b), comme nous l’avons mis en évidence à partir d’un instantané S-PIV (figure 3.22a). À partir du champ instantané de température (figure 6.15a), on constate également que la structure primaire est responsable d’un apport du fluide froid vers la partie interne de la couche pariétale. Au chapitre 3, nous avons associé cet apport de fluide froid à la présence d’un pic, à la fréquence de passage des structures primaires, dans les spectres de la température mesurés par fil froid.

Un agrandissement du voisinage de la paroi à l’aplomb de la structure révèle l’existence d’un écoulement de retour, correspondant aux structures secondaires observées expérimentalement et numériquement par de nombreux auteurs sur les configurations de jet en impact à faible distance d’impact (section 1.3.3.1) mais à plus faible nombre de Reynolds que notre configuration. Cet écoulement de retour se déplace avec la structure primaire, d’où l’appellation de décollement instationnaire.

La faible épaisseur de cette structure, de l’ordre de  $0,01D$ , explique certainement pourquoi elle n’a pu être détectée lors de nos mesures. Notons également que cette structure est discrétisée sur une épaisseur de quelques cellules ( $\Delta n^+ = 3$  à 5) seulement. Une description plus précise du phénomène nécessiterait de raffiner le maillage dans la direction normale à la paroi. La sous-discrétisation de ces structures peut également expliquer la sous-estimation du nombre de Nusselt prévu par la simulation LES par rapport aux mesures (figure 6.10c).

**Structuration 3D** Les données issues de la simulation permettent non seulement de mettre en évidence la région proche de la paroi, inaccessible par l’expérience, mais également de décrire

la structuration instantanée, tridimensionnelle, de l'écoulement. On a représenté à la figure 6.16 des iso-surfaces de pression et de critère  $Q$  au même instant que pour les figures 6.14 et 6.15. On constate que les iso-surfaces de pression permettent de mettre en évidence les grandes structures tourbillonnaires alors que les iso-surfaces de critère  $Q$  mettent en évidence les plus petites échelles de l'écoulement.



**FIGURE 6.16** – Structuration 3D de l'écoulement sur un champ volumique instantané en  $t/\tau_c = 8,88$ . (Surfaces rouges) Iso-surface de critère  $Q = 140 (U_j/D)^2$ . (Surfaces bleues) Iso-surface de pression statique  $p - p_e = 40 \text{ Pa}$ . Les zones « décollées » sur la paroi d'impact sont représentées par les régions noires.

Les deux structures toroïdales à proximité de la sortie de la conduite présentent une cohérence azimutale forte. Cette cohérence est perdue pour la structure située plus en aval dans le jet libre. Au niveau de l'impact, on retrouve une structure primaire localisée vers  $r/D = 1,2$  et qui présente une certaine cohérence azimutale. En aval, on identifie également les restes d'une structure

primaire aux alentours de  $r/D = 2,7$ . Ces observations sont à rapprocher des résultats expérimentaux de [Hall et Ewing \(2005\)](#) ( $Re_D = 50\,000$  et  $H/D = 2$ ), qui ont observé des variations de pression selon les modes  $m = 0$  et  $m = 1$  au niveau de la paroi d'impact. À la lumière des champs 3D de pression, on peut se rendre compte de la cohérence azimutale des structures primaires qui explique l'importance des premiers modes azimutaux observés par ces auteurs. À la section 6.4, une partie de notre analyse concernant l'origine du second maximum sera basée sur cette observation.

Dans la région du jet libre, les iso-surfaces de critère  $Q$  montrent le développement de structures orientées dans la direction de l'écoulement entre les structures toroïdales. Il s'agit des structures en « tresse » correspondant aux instabilités secondaires du jet libre, mises en évidence par les mesures S-PIV dans un plan de coupe transversal (figure 3.23). Au niveau de la paroi d'impact, on constate que les deux structures primaires identifiées sur cet instantané sont accompagnées d'un chapelet de petites structures. La figure 6.16c permet de se rendre compte de l'orientation de celles-ci. À proximité de la structure primaire la plus proche du point d'impact, on constate que les structures sont majoritairement orientées dans la direction azimutale (loupe (i) à la figure 6.16c). Au niveau de la seconde structure primaire, plus éloignée du point d'impact, les petites structures tendent à s'aligner avec la direction radiale et présentent une forme similaire à des « streaks » (loupe (ii) à la figure 6.16c), généralement observés dans les écoulements turbulents de type couche limite. Ces structures ont déjà été mises en évidence lors des simulations numériques de [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) ; [Uddin et al. \(2013\)](#) ; [Dairay et al. \(2015\)](#).

À la figure 6.16c, on a également représenté, au niveau de la paroi d'impact, les régions « décollées ». On définit une région « décollée » comme la région pour laquelle la composante radiale du vecteur frottement pariétal est négative :

$$\tau_{p,r} < 0 \quad (6.1)$$

On observe la présence de régions « décollées » sous la première structure primaire (loupe (iii) à la figure 6.16c). Quelques petites poches décollées apparaissent également aux alentours de la seconde structure primaire. Ces zones décollées sont associées aux structures secondaires mises en évidence à la figure 6.15c. Contrairement à la simulation DNS de [Dairay et al. \(2015\)](#) ( $Re_D = 10\,000$  et  $H/D = 2$ ), la structure secondaire ne présente pas une cohérence azimutale forte mais est plutôt constituée de « poches » décollées. Lors de l'étude des mécanismes associés au second maximum (section 6.4), on s'attardera sur l'évolution de ces régions « décollées » lors de la convection de la structure primaire et leur lien avec les échanges thermiques.

## 6.3 Caractérisation fréquentielle

On s'intéresse maintenant à la caractérisation fréquentielle de l'écoulement simulé par LES. On évalue dans un premier temps la fréquence de coupure associée à l'approche LES. On discute ensuite des fréquences caractéristiques observées dans l'écoulement simulé à l'aide de cartographies spectrales que l'on confronte à celles obtenues expérimentalement.

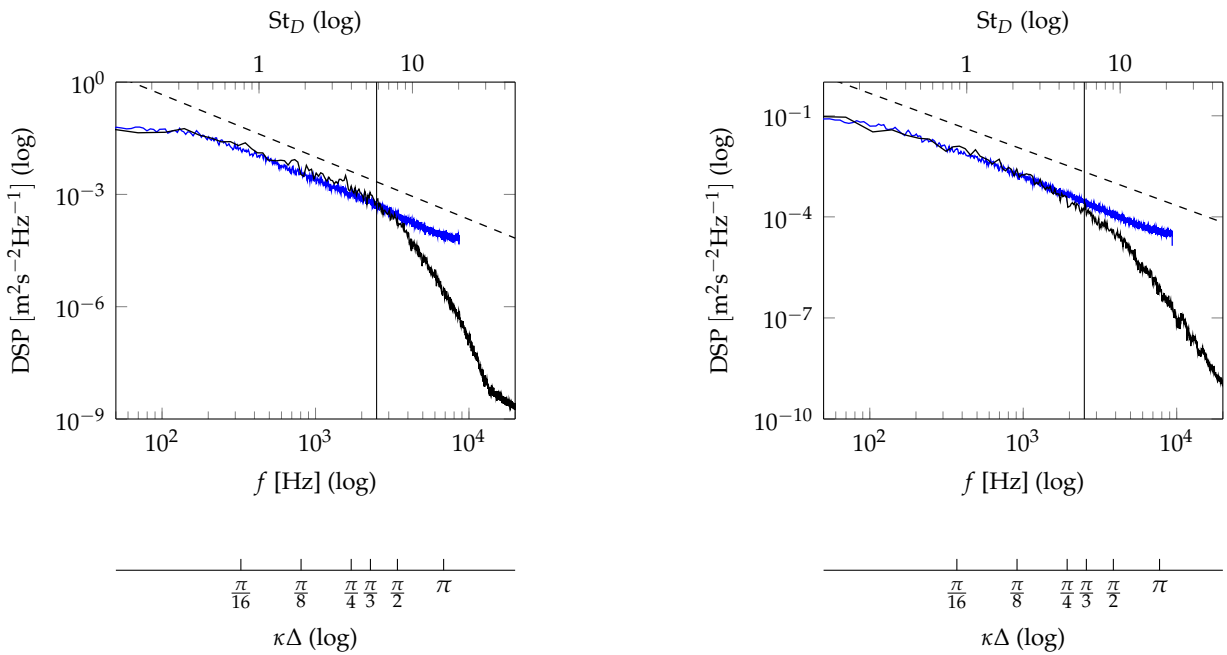
### 6.3.1 Longueur d'onde de coupure LES

On a mentionné à la section 1.5.3.3 que le nombre d'onde de coupure  $\kappa$  d'une simulation LES doit se situer dans la zone inertielle du spectre de la turbulence (figure 1.25b). Afin de déterminer cette coupure, on se base sur les spectres temporels calculés à partir des sondes placées dans l'écoulement. À l'aide de l'hypothèse de Taylor, il est possible de remonter au spectre spatial à partir de la vitesse de convection moyenne  $\langle u \rangle$  dans la direction principale de l'écoulement. Le

lien entre le nombre d'onde  $\kappa$  et la fréquence  $f$  est alors :

$$\kappa = \frac{2\pi f}{\langle u \rangle} \quad (6.2)$$

La figure 6.17 présente les densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse obtenues pour une sonde placée dans la couche de mélange du jet libre (figure 6.17a) et dans le jet pariétal (figure 6.17b). La vitesse de convection est la vitesse axiale  $\langle u_x \rangle$  dans le jet libre et la vitesse radiale  $\langle u_r \rangle$  dans la couche pariétale. Pour chaque spectre, on représente en abscisse la fréquence  $f$ , le nombre de Strouhal  $St_D = fD/U_j$  et le nombre d'onde  $\kappa$  adimensionné par la dimension locale de la cellule dans la direction de l'écoulement  $\Delta$ . Les DSP mesurées par LDV aux mêmes endroits sont également tracées.



(a) Couche de mélange du jet libre ( $x/D = 1,5$  et  $r/D = 0,5$ ).

(b) Couche externe du jet pariétal ( $x/D = 2,85$  et  $r/D = 1,75$ ).

FIGURE 6.17 – DSP (non-normalisée) pour deux sondes dans l'écoulement. (—) LES ( $\Delta f = 35$  Hz). (—) Mesures LDV ( $\Delta f = 4$  Hz). (----) Pente à  $-5/3$ .

Pour les deux spectres, on constate que les DSP issues de la LES sont proches de l'expérience et exhibent la pente à  $-5/3$  caractéristique de la région inertielle. La fréquence de coupure apparaît aux environs de 2500 Hz, soit un nombre de Strouhal  $St_D = 5,8$ . Cette fréquence correspond à un nombre d'onde adimensionné  $\kappa\Delta$  proche de  $\pi/3$ . On retrouve ici les propriétés du schéma numérique VF de Fosso (2011) et du filtre de Visbal et Gaitonde (2002) (section 5.1), dissipant les structures discrétisées sur moins de six cellules. La coupure se situe bien dans la zone inertielle du spectre et est bien provoquée par le filtre, comme attendu pour une LES à filtrage explicite.

### 6.3.2 Cartographies fréquentielles

Les densités spectrales obtenues à partir des sondes réparties dans le domaine de calcul permettent de mettre en évidence les fréquences caractéristiques dans l'écoulement simulé. On compare à la figure 6.18 la DSP du signal de température  $T$  le long de la ligne de mélange ( $r/D = 0,5$ )

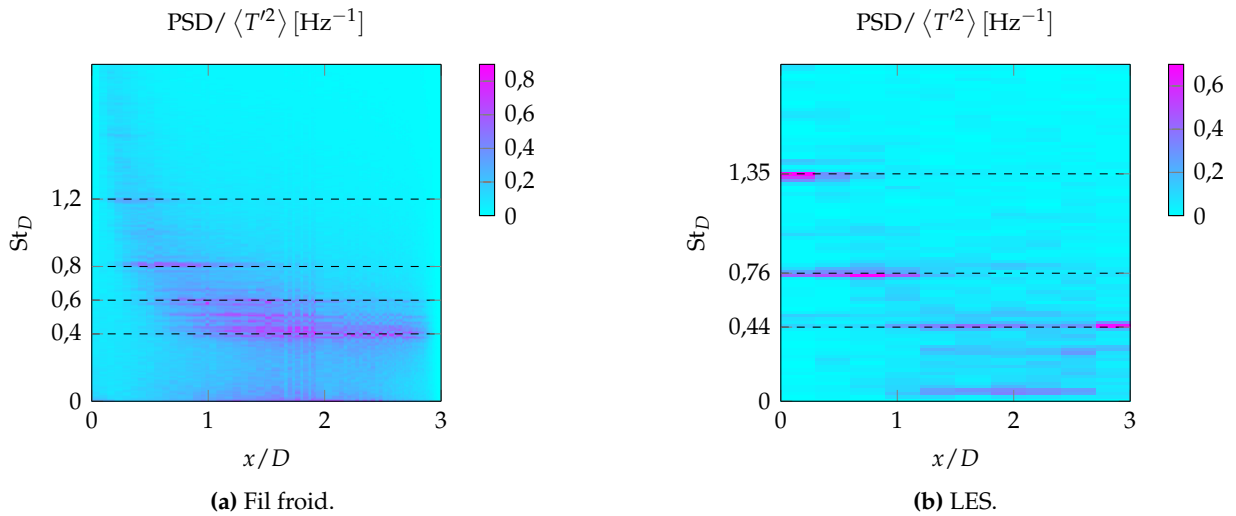


FIGURE 6.18 – PSD (normalisée par la variance) de la température  $T$  le long de la ligne de mélange ( $r/D = 0,5$ ).

depuis la sortie du jet jusqu'à l'impact pour la simulation LES et pour les mesures fil froid (section 3.3). On rappelle que la température, en tant que scalaire passif, est un bon « marqueur » des fréquences présentes dans la couche de mélange.

On constate que seulement trois fréquences caractéristiques émergent pour la simulation LES, contrairement aux quatre observées à partir des mesures LDV et fil froid (tableau 6.1). La fré-

	LDV et fil froid	LES	Cartographie
Harmonique fondamental	0,40	0,44	Figure 6.19
1 <sup>er</sup> demi-harmonique	0,6		
1 <sup>er</sup> harmonique	0,8	0,76	Figure 6.20
2 <sup>e</sup> harmonique	1,19	1,33	Figure 6.21

TABLE 6.1 – Comparaison des fréquences caractéristiques observées expérimentalement et par simulation LES.

quence la plus basse, associée au mode colonne du jet libre et apparaissant entre  $x/D = 1$  et l'impact, se situe à une fréquence légèrement plus élevée pour la LES ( $f = 191$  Hz,  $St_D = 0,44$ ) que dans l'expérience ( $f = 171$  Hz,  $St_D = 0,4$ ). La fréquence la plus haute ( $f = 571$  Hz,  $St_D = 1,33$ ), 2<sup>e</sup> harmonique du mode colonne et associée aux structures toroïdales en sortie de conduite, est également plus élevée pour la simulation. Dans la simulation, aucune fréquence caractéristique associée au 1<sup>er</sup> demi-harmonique et au 1<sup>er</sup> harmonique n'a été détectée. À la place, on a observé une fréquence unique ( $f = 322$  Hz,  $St_D = 0,76$ ), dont la valeur est comprise entre ces deux harmoniques.

On a déjà mentionné à la section 6.1 la présence d'une onde de pression parasite dans la conduite, laquelle expliquerait la surestimation des fluctuations radiales vers  $x/D = 0,5$  dans la couche de mélange du jet libre. La fréquence de cette onde est de  $f = 322$  Hz ( $St_D = 0,76$ ), soit la fréquence intermédiaire observée dans le jet libre. On peut dès lors penser que le forçage induit par l'onde excite cette fréquence particulière au détriment du 1<sup>er</sup> demi-harmonique et du 1<sup>er</sup> harmonique.

Afin d'identifier les régions de l'écoulement où les trois fréquences caractéristiques appa-



raissent dans le jet, on applique le même critère (3.7)<sup>1</sup> que celui utilisé sur les mesures LDV et fil froid. Aux figures 6.19, 6.20 et 6.21, on compare les cartographies obtenues aux cartographies expérimentales, pour la vitesse axiale  $u_x$ , radiale  $u_r$  et la température  $T$ . La ligne moyenne de convection des structures primaires, déterminée à partir de la figure 6.13, est également représentée.

**Harmonique fondamentale** La figure 6.19a montre que la simulation fait apparaître la fréquence du mode colonne pour la vitesse axiale  $u_x$  dans le cœur du jet et la couche pariétale, dans laquelle passent les structures primaires. Pour la vitesse radiale  $u_r$  (figure 6.19b), on retrouve cette fréquence dans la partie interne de la couche de mélange du jet libre et de part et d'autre de la ligne moyenne de convection des structures primaires. Pour la température  $T$  (figure 6.19c), la fréquence apparaît dans la couche de mélange et au-dessus de la paroi d'impact dans le jet pariétal. On constate toutefois que sa présence se fait ressentir moins loin dans la couche pariétale que pour les mesures fil froid.

On observe aux figures 6.19a et 6.19b que la fréquence fondamentale apparaît également dans la région d'entraînement alors qu'elle n'y est pas mise en évidence par les mesures. Dans cette région, les fluctuations de vitesse sont très faibles (de l'ordre de 0,1 m/s) et rentrent probablement dans le bruit de mesure LDV, empêchant la mise en évidence expérimentale d'un pic en fréquence.

**Harmonique « intermédiaire »** La cartographie pour la fréquence intermédiaire ( $f = 322$  Hz,  $St_D = 0,76$ , figure 6.20) est confrontée à la cartographie expérimentale associée au premier harmonique ( $f = 341$  Hz,  $St_D = 0,8$ ). On constate qu'elles présentent des caractéristiques très similaires. Pour les trois grandeurs, on retrouve en effet la présence du pic dans la région comprise entre la sortie du jet et  $x/D = 1$ . À nouveau la simulation LES met en évidence un pic dans la région d'entraînement, non observé expérimentalement.

**Deuxième harmonique** Les cartographies expérimentales et LES sont très proches. Le pic en fréquence associé au deuxième harmonique est très visible à proximité directe de la sortie de la conduite et ce pour les trois grandeurs (figures 6.21a, 6.21b et 6.21c).

---

1. Dans la mesure où les résolutions spectrales des signaux issus des mesures (LDV, fil froid) et LES sont différents, le paramètre  $\Delta f_b$  utilisé est différent. Ceci explique la différence d'échelle pour le critère  $P$  entre les mesures et la LES.

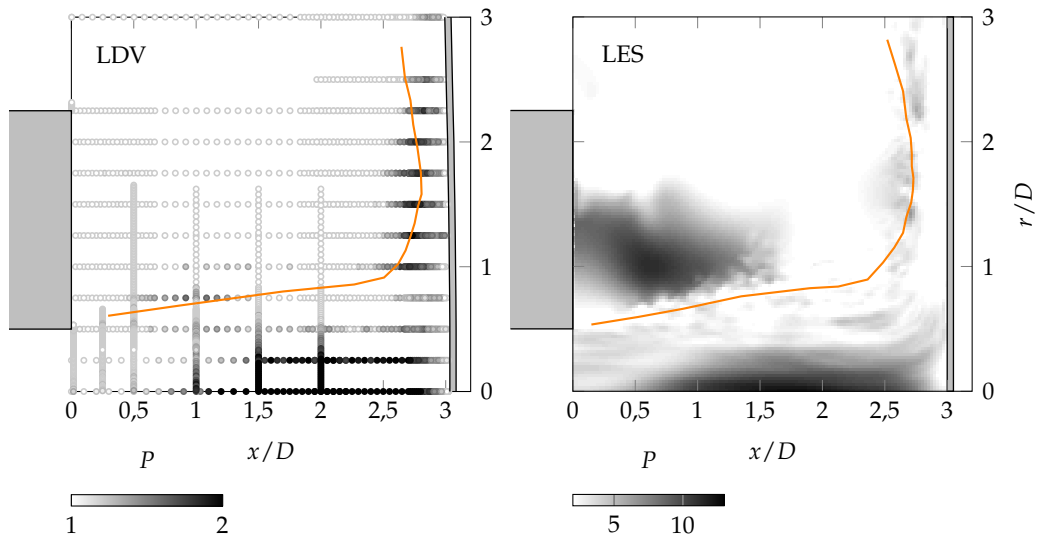
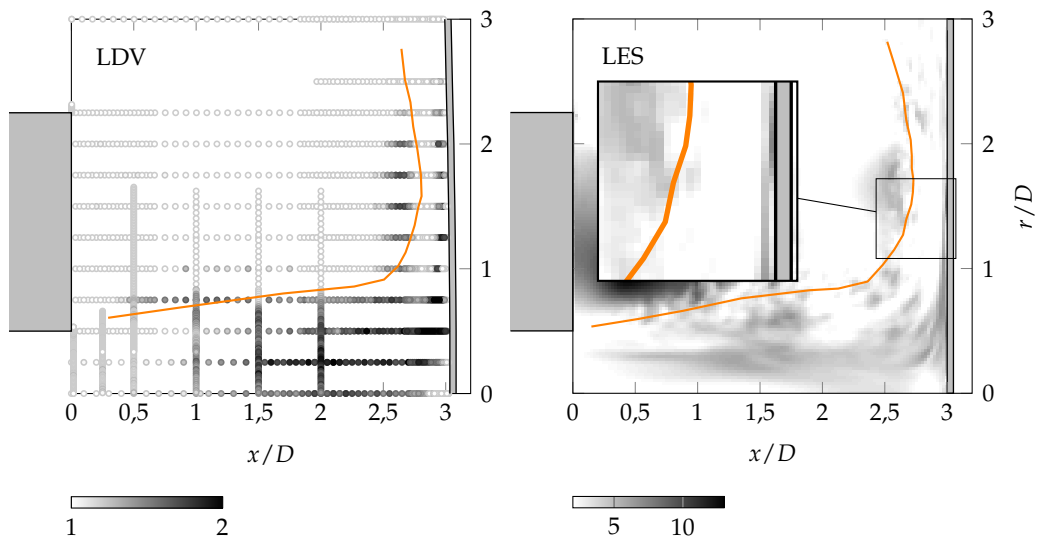
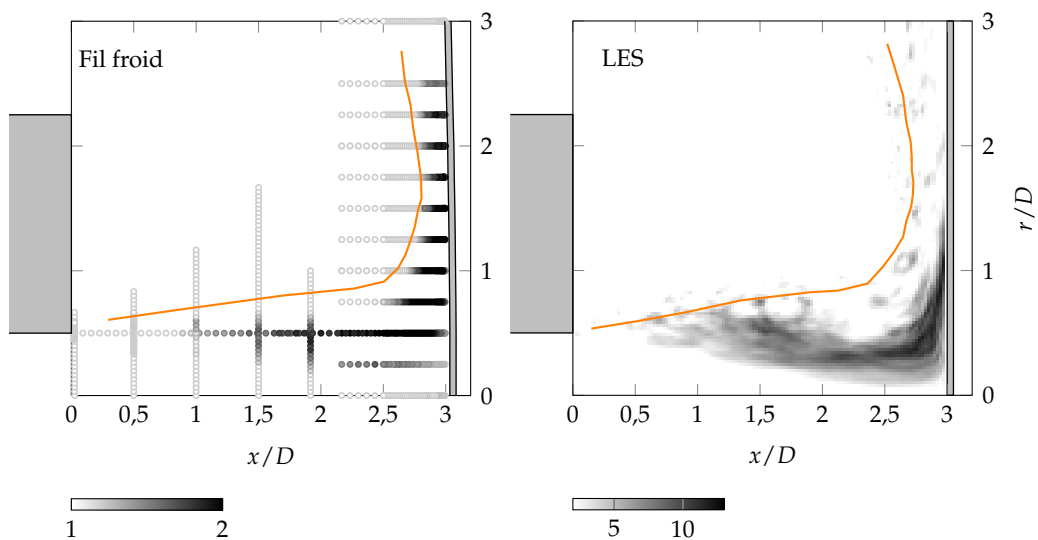
(a) Vitesse axiale  $u_x$ .(b) Vitesse radiale  $u_r$ .(c) Température  $T$ .

FIGURE 6.19 – Cartographies fréquentielles. (Gauche) Mesures LDV et fil froid à la fréquence-cible  $f = 171$  Hz. (Droite) LES à la fréquence-cible  $f = 191$  Hz. (Ligne orange) Ligne moyenne de convection des structures primaires.

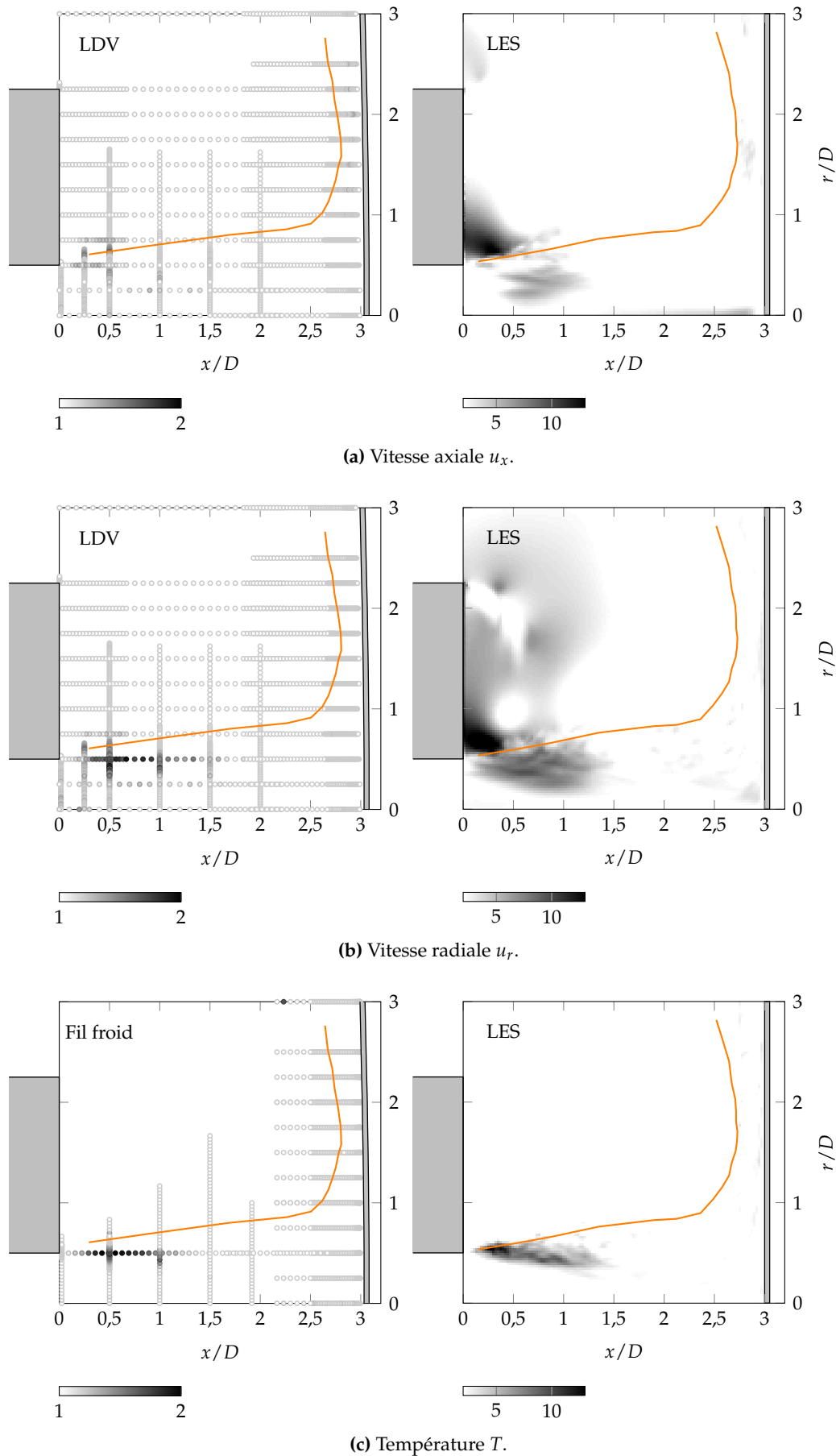


FIGURE 6.20 – Cartographies fréquentielles. (Gauche) Mesures LDV et fil froid à la fréquence-cible  $f = 340$  Hz. (Droite) LES à la fréquence-cible  $f = 322$  Hz.

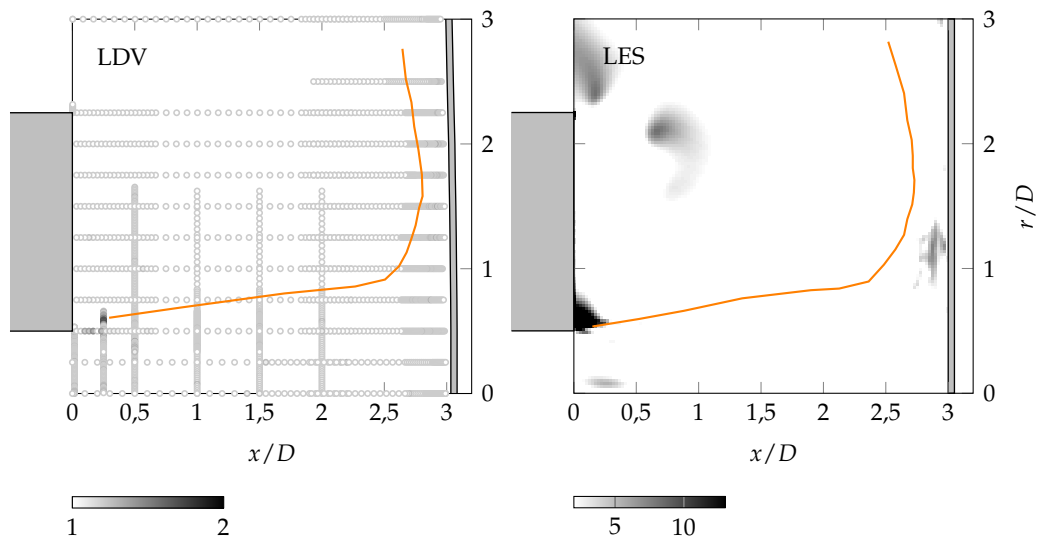
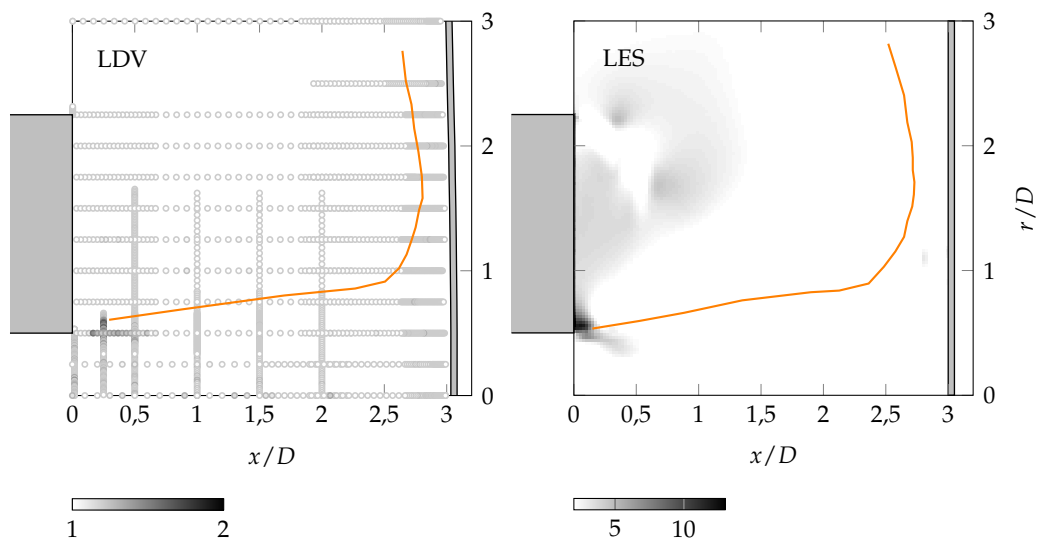
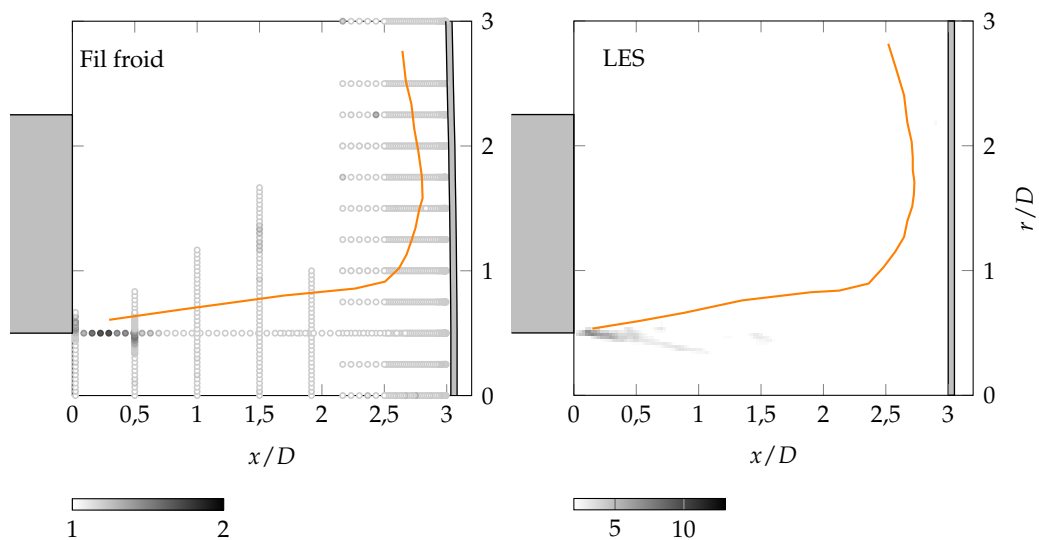
(a) Vitesse axiale  $u_x$ .(b) Vitesse radiale  $u_r$ .(c) Température  $T$ .

FIGURE 6.21 – Cartographies fréquentielles. (Gauche) Mesures LDV et fil froid à la fréquence-cible  $f = 510$  Hz. (Droite) LES à la fréquence-cible  $f = 584$  Hz.

Cette analyse montre que la simulation LES permet de retrouver la majeure partie des caractéristiques spectrales de l'écoulement, mis à part l'absence du 1<sup>er</sup> demi-harmonique et l'absence du 1<sup>er</sup> harmonique. La fréquence intermédiaire, à laquelle évolue l'onde parasite dans la conduite, semble toutefois correspondre au 1<sup>er</sup> harmonique observé dans l'expérience.

À la section 3.3, nous avons émis l'hypothèse que la présence de pics marqués à différentes fréquences est liée à un processus d'appariement tourbillonnaire. À partir des données issues de la LES, nous pouvons montrer qu'un tel phénomène a bien lieu dans la première moitié du jet libre. La figure 6.22 illustre l'appariement de deux tourbillons toroïdaux générés à la sortie de la conduite pour former une nouvelle structure de plus grande taille.

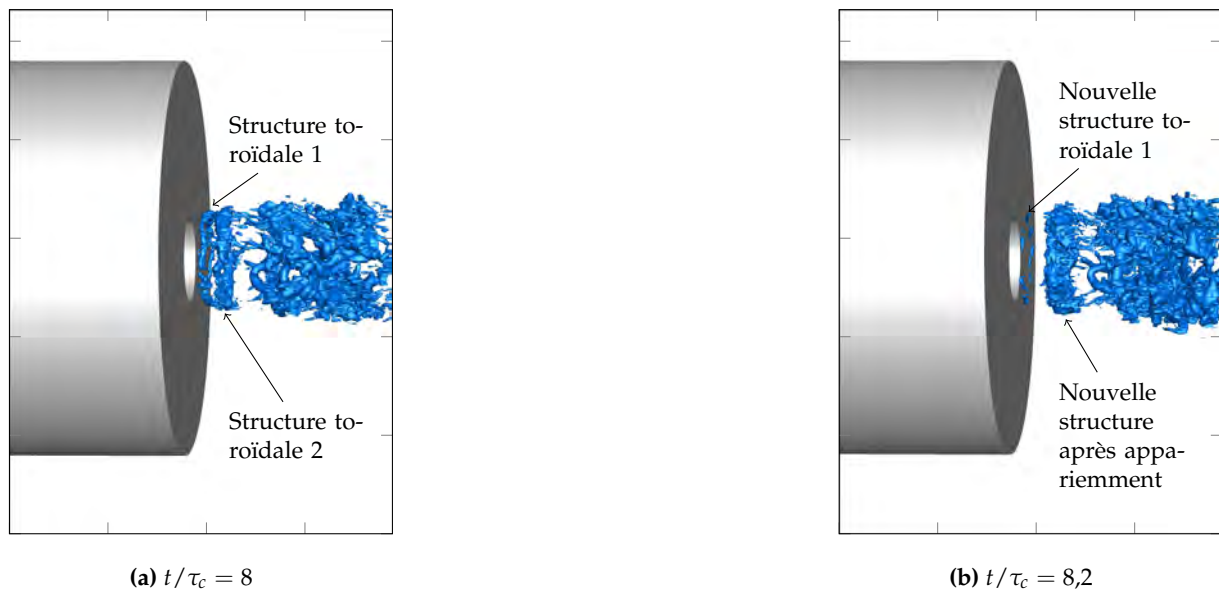


FIGURE 6.22 – Mise en évidence de l'appariement tourbillonnaire à l'aide d'iso-surfaces de pression  $p - p_e = 40 \text{ Pa}$ .

## 6.4 Investigation des mécanismes dynamiques liés au second maximum

À partir des champs aérodynamiques et thermiques de l'écoulement et de la distribution instantanée des échanges de chaleur sur la paroi d'impact fournis par la simulation LES, nous tentons de clarifier le rôle joué par les structures primaires et secondaires sur l'apparition du second maximum. Nous avons mentionné dans la revue bibliographique (section 1.4.3) que certains auteurs, sur la base de simulations numériques, ont attribué ce phénomène au décollement instationnaire (Hadziabdić et Hanjalić 2008 ; Dairay 2013). Néanmoins la simulation d'Uddin et al. (2013) a prévu un second maximum sans mettre en évidence de structures secondaires. Dans la mesure où notre simulation a mis en évidence la présence de telles structures et un second maximum, nous nous proposons d'investiguer le lien éventuel entre ces structures et l'émergence du second maximum, l'objectif étant de confronter nos observations avec celles des auteurs précédents. Nous utilisons les données issues de la simulation LES-ISO pour laquelle la paroi d'impact est « froide » à la température uniforme  $T_p = 25^\circ\text{C}$ . Elle permet en effet d'analyser la distribution instationnaire et locale du flux de chaleur  $\varphi_p$  sur la paroi d'impact. Dans la suite, nous utiliserons le coefficient d'échange en convection :

$$h = \frac{\varphi_p}{T_{ad,p} - T_p} \quad (6.3)$$

comme grandeur pour quantifier les échanges de chaleur. La distribution de la température adiabatique de paroi  $T_{ad,p}$  provient de la simulation LES-ADIA.

### 6.4.1 Rôle de la structure primaire

Nous cherchons dans un premier temps à mettre évidence le lien entre la présence d'une structure primaire au-dessus de la paroi d'impact et une augmentation des échanges convectifs.

#### 6.4.1.1 Cartographies spatio-temporelles

À partir d'instantanés de l'écoulement (section 6.2), nous avons montré que les structures primaires présentent une certaine cohérence azimutale. Afin de mettre en évidence l'effet « moyen » du passage d'une structure primaire sur les échanges à la paroi, nous basons notre étude sur une approche de type « moyenne azimutale » (mode  $m = 0$ ). Pour cela nous définissons plusieurs grandeurs :

- ▷ La moyenne azimutale du coefficient d'échange en convection  $\langle h \rangle_{az.}$  :

$$\langle h \rangle_{az.}(r,t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(r,\theta,t) d\theta \quad (6.4)$$

- ▷ La moyenne azimutale de la composante radiale du frottement pariétal  $\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}$  :

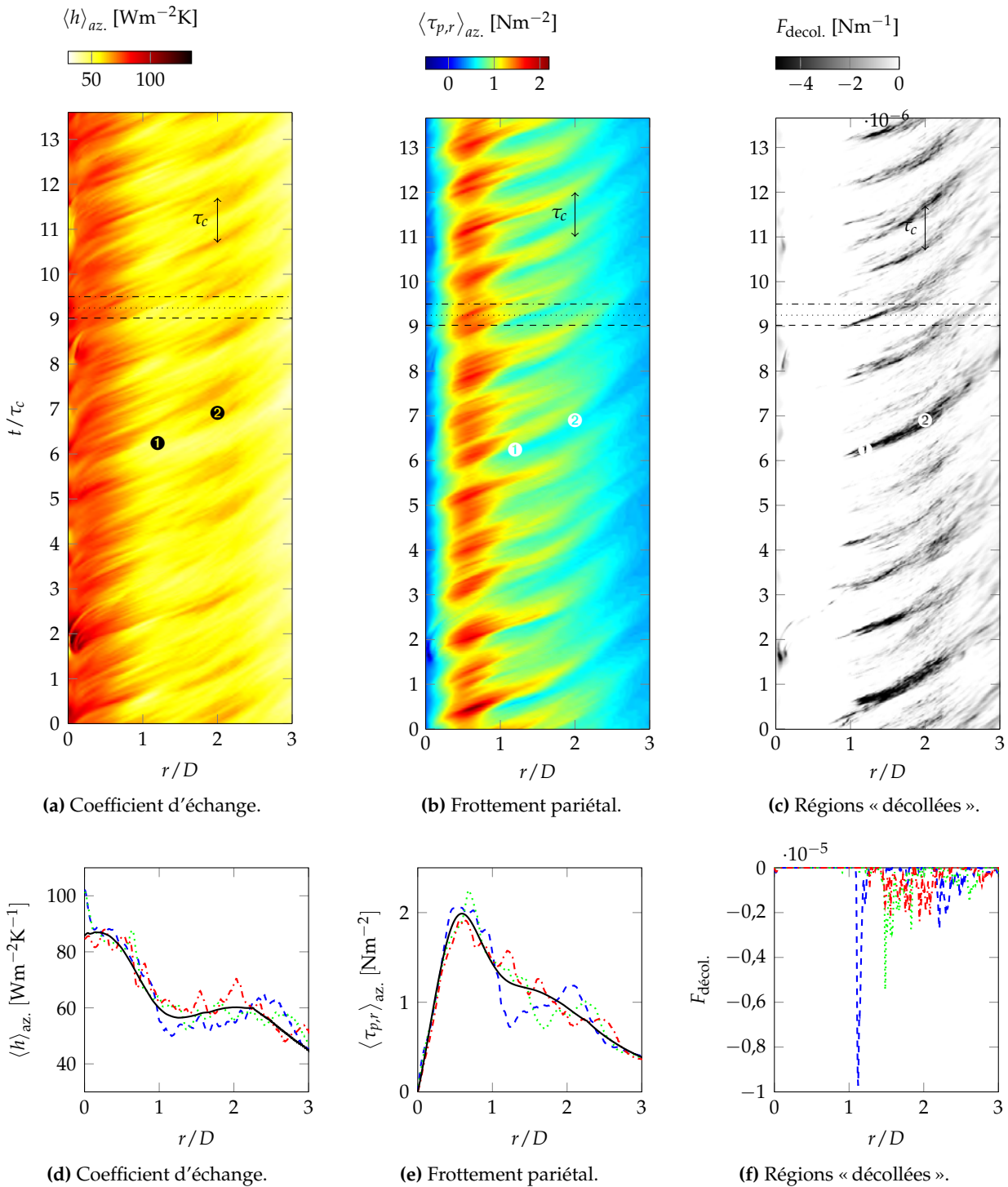
$$\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}(r,t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tau_{p,r}(r,\theta,t) d\theta \quad (6.5)$$

- ▷ La « force » de frottement totale des zones « décollées »  $F_{décol.}$  :

$$F_{décol.}(r,t) = \int_0^{2\pi} \min[\tau_{p,r}(r,\theta,t), 0] r d\theta \quad (6.6)$$

L'objectif est d'analyser l'évolution temporelle de la moyenne azimutale de la distribution instantanée du coefficient d'échange  $h$ , du frottement pariétal  $\tau_p$  et de l'intensité des décollements au travers de  $F_{décol.}$ . Les figures 6.23a, 6.23b et 6.23c présentent respectivement les cartographies spatio-temporelles du coefficient d'échange  $\langle h \rangle_{az.}$ , du frottement pariétal  $\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}$  et de  $F_{décol.}$ . La distribution radiale de  $\langle h \rangle_{az.}$ ,  $\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}$  et  $F_{décol.}$  est représentée pour trois instants particuliers. On a également tracé aux figures 6.23d et 6.23e, la distribution moyenne du coefficient d'échange  $\langle h \rangle(r) = \langle \langle h \rangle_{az.}(r,t) \rangle_t$  et de la composante radiale du frottement  $\langle \tau_{p,r} \rangle(r) = \langle \langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}(r,t) \rangle_t$

**Coefficient d'échange  $\langle h \rangle_{az.}$**  Dans la région d'impact (entre  $r/D = 0$  et 1), la valeur du coefficient d'échange  $\langle h \rangle_{az.}$  varie peu et se maintient à une valeur proche de sa valeur moyenne  $\langle h \rangle$ . Dans le jet pariétal (entre  $r/D = 1$  et 3), on distingue clairement une augmentation périodique du coefficient d'échange autour de  $r/D = 2$  (par exemple au niveau du symbole ② à la figure 6.23a). À ce moment, la distribution radiale de la moyenne azimutale du coefficient d'échange présente un second maximum (à  $t/\tau_c = 9,5$  à la figure 6.23d). Sur la figure 6.23a, le processus d'augmentation du coefficient d'échange se reproduit 13 fois. La période entre deux de ces événements correspond approximativement au temps caractéristique  $\tau_c$  associé au mode colonne à la fréquence  $St_D = 0,44$ . Nous avons mis en évidence expérimentalement (chapitre 3) que cette fréquence correspond également au passage des structures primaires dans le jet pariétal.



**FIGURE 6.23** – (En haut) Cartographies spatio-temporelles des moyennes azimutales des échanges à la paroi. (En bas) Distributions radiales des grandeurs moyennées azimutalement aux trois instants de la figure 6.24. (---)  $t/\tau_c = 9,02$ . (.....)  $t/\tau_c = 9,25$ . (-.-.-)  $t/\tau_c = 9,5$ . (—) Distribution moyenne.

**Frottement pariétal**  $\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}$  On observe à la figure 6.23b, une diminution périodique du frottement pariétal entre  $r/D = 1$  et 2 (symboles ❶ et ❷). Le temps caractéristique  $\tau_c$  entre deux de ces événements peut à nouveau être associé à la fréquence de passage des structures primaires dans le jet pariétal. Lors de cet événement, la distribution radiale de la moyenne azimutale du frottement pariétal  $\langle \tau_{p,r} \rangle_{az.}$  présente un minimum (à  $t/\tau_c = 9,02$  à la figure 6.23e).

**Régions « décollées »** La cartographie spatio-temporelle de  $F_{décol.}$  (figure 6.23c) montre que l'écoulement pariétal « décolle » régulièrement à partir de  $r/D = 1$ . La période du phénomène correspond à celle du passage des structures primaires. Les symboles ❶ et ❷ illustre le fait que l'apparition des décollements coïncide avec la baisse du frottement pariétal (figure 6.23b).

**Lien entre régions « décollées » et augmentation des échanges de chaleur** On s'intéresse maintenant au lien entre l'apparition de « décollements » et l'évolution du coefficient d'échange. La comparaison des figures 6.23a et 6.23c montre que la présence de zones « décollées » à une certaine position radiale ne peut pas être univoquement reliée à une augmentation ou à une diminution du coefficient d'échange :

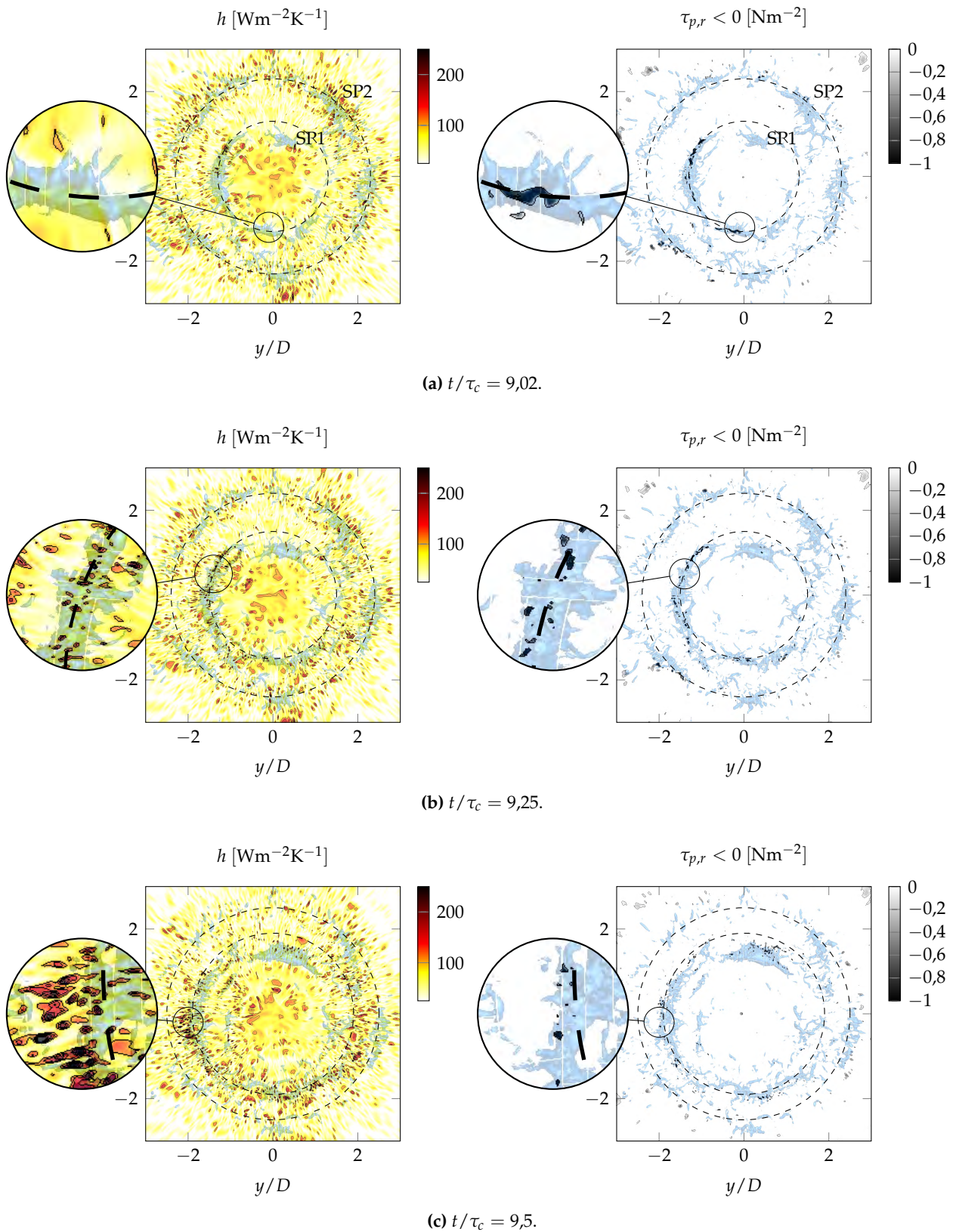
- ▷ Au niveau du symbole ❶, on observe l'apparition de « décollements » (figure 6.23c) mais sans augmentation des échanges de chaleur (figure 6.23a);
- ▷ Au niveau du symbole ❷, des « décollements » sont toujours présents (figure 6.23c) avec cette fois une augmentation du coefficient d'échange (figure 6.23a).

Cette analyse sur la base d'une approche de type « moyenne azimutale » a permis de montrer que les phénomènes d'augmentation des échanges de chaleur autour de la position radiale  $r/D = 2$  et d'apparition de « décollements » à partir de  $r/D = 1$  apparaissent périodiquement au niveau de la paroi d'impact. Même s'ils sont tous les deux reliés au passage d'une structure primaire, aucun lien univoque ne peut être établi entre la présence d'un décollement et l'augmentation des échanges de chaleur.

#### 6.4.1.2 Distribution locale du coefficient d'échange et des régions décollées

Afin d'établir un lien entre les zones « décollées » et l'augmentation des échanges, la figure 6.24 représente la distribution locale du coefficient d'échange  $h$  et des régions « décollées » ( $\min[\tau_{p,r}, 0]$ ) pour trois instants particuliers. Ces trois instants correspondent à ceux pour lesquels on a tracé les distributions radiales des grandeurs moyennées azimutalement aux figures 6.23d, 6.23e et 6.23f. À la figure 6.24, les iso-surfaces de pression statique (surfaces bleues) dans l'écoulement au-dessus de la paroi d'impact sont également représentées par transparence. Elles permettent de se rendre compte de la position de la structure primaire. Les trois instants considérés ont été choisis pour représenter le déplacement d'une structure primaire (désignée par SP1) depuis son impact avec la paroi au alentours de  $r/D = 1$  (figure 6.24a) jusqu'à son arrivée au niveau de  $r/D = 2$ , position du second maximum (figure 6.24c). On note également la présence d'une seconde structure primaire localisée au-delà de  $r/D = 2$  (SP2). On s'intéresse d'abord à l'évolution du coefficient d'échange, puis à celle des régions décollées lorsque les deux structures progressent dans l'écoulement. On décrit ensuite le lien entre ces deux distributions.





**FIGURE 6.24** – Distributions instantanées du coefficient d'échange  $h$  (à gauche) et des régions « décollées » (à droite) au niveau de la paroi d'impact pour trois instants différents. (Surfaces bleue) Iso-surfaces de pression statique  $p - p_e = 40$  Pa de l'écoulement au-dessus de la paroi d'impact. (Lignes pointillées) Positions des structures primaires SP1 et SP2.

**Coefficient d'échange** Les distributions locales du coefficient d'échange (figures 6.24, à gauche) montrent l'apparition de zones très localisées où  $h$  présente des valeurs très élevées, jusqu'à plus de trois fois la valeur moyenne  $\langle h \rangle$  à cet endroit (loupes aux figures 6.24b et 6.24c, à gauche). On peut associer ces régions aux « points » mis en évidence par Uddin et al. (2013) et Dairay et al. (2015) pour lesquels le coefficient d'échange est élevé (figures 1.23 et 1.24). Dans la mesure où leur configuration consistait en un jet froid impactant une plaque chauffée, ils ont désigné ces régions par le terme « points froids ». Dans notre cas, la paroi d'impact est froide à  $T_p = 25^\circ\text{C}$  et le jet est chaud. On appellera donc ces régions « points chauds ». D'après nos observations, il ressort que ces points chauds se situent à l'aplomb des structures primaires. Les points chauds sont localisés sous la structure SP2 à la figure 6.24a (à gauche) et sous SP1 à la figure 6.24c (à gauche). D'après la figure 6.23d, on constate qu'ils se situent aux positions radiales où le coefficient d'échange  $\langle h \rangle_{az.}$  augmente dans les cartographies spatio-temporelles (vers  $r/D = 2,3$  pour SP2 à  $t/\tau_c = 9,02$  et vers  $r/D = 1,9$  pour SP1 à  $t/\tau_c = 9,36$ ). On constate également que les points chauds ont tendance à s'orienter dans la direction de l'écoulement (loupe à la figure 6.24c, à gauche), à l'instar des structures de petite échelle mises en évidence à la figure 6.16c.

Si l'on suit la structure SP1 au cours du temps, on constate que le nombre de points chauds l'accompagnant augmente lorsque la structure s'éloigne du point d'impact. À la figure 6.24a, juste après l'impact de la structure, le nombre de points chauds est faible. Ce nombre tend à augmenter progressivement jusqu'à la figure 6.24c où la structure est située aux alentours de  $r/D = 2$ . En suivant la structure SP2, initialement située aux alentours de  $r/D = 2$  (figure 6.24a), on constate, à l'inverse, que le nombre de points chauds diminue lorsqu'elle progresse radialement et sort du domaine d'intérêt.

**Régions « décollées »** Les cartographies des régions décollées (figures 6.24, à droite) mettent en évidence la convection des structures secondaires avec la structure primaire. Contrairement à Dairay et al. (2015), la structure secondaire ne présente pas une cohérence azimutale forte mais est plutôt constituée de poches décollées. Ces poches ont tendance à se désagréger lors de la progression radiale de la structure primaire pour former des régions décollées de très petite échelle.

**Lien entre régions « décollées » et augmentation des échanges de chaleur** À partir des loupes à la figure 6.24 on tente d'établir un lien entre les régions décollées et les points chauds. On constate qu'aucun lien univoque ne peut être déterminé. À la figure 6.24a, on observe la présence d'une poche « décollée » (à droite) sans aucun effet sur les échanges de chaleur (à gauche). À la figure 6.24b, on constate la présence de plusieurs petites poches « décollées » et de quelques points chauds. Aucun lien direct ne peut cependant être établi. Enfin, on observe à la figure 6.24c un grand nombre de points chauds, d'intensité élevée. À cet endroit, seules quelques petites poches « décollées », très localisées sont détectées.

L'analyse de la distribution locale des échanges de chaleur, avec la mise en évidence de points chauds, et des régions décollées ne permet pas d'attribuer univoquement l'augmentation des échanges au phénomène de décollement instationnaire. Il apparaît cependant que l'émergence des points chauds et le décollement du jet pariétal est intrinséquement lié à l'interaction de la structure primaire avec la paroi. Enfin, il semble que l'émergence des points chauds les plus nombreux et intenses soit favorisée aux alentours de  $r/D = 2$ , correspondant à la position du second maximum dans  $\langle h \rangle$ .

### 6.4.2 Densités de probabilité

Nous voulons maintenant quantifier l'effet des points chauds sur la distribution moyenne  $\langle h \rangle$  du coefficient d'échange. Pour cela, nous calculons les fonctions densité de probabilité (FDP) du coefficient d'échange  $h$  pour chaque position radiale  $r$ . Cet outil statistique a déjà été employé par [Dairay et al. \(2015\)](#) pour mettre en évidence l'apparition d'évènements thermiques intenses. Les FDP sont calculées, en parcourant le temps  $t$  et la direction azimutale  $\theta$ , à partir des distributions surfaciques instantanées de  $h(r, \theta, t)$  extraites de la simulation :

$$\text{FDP}(h, r) = \mathcal{P}(h(t, \theta) = h) \quad \text{à } r \text{ fixé} \quad (6.7)$$

La figure 6.25a présente une cartographie de la FDP du coefficient d'échange en fonction de la

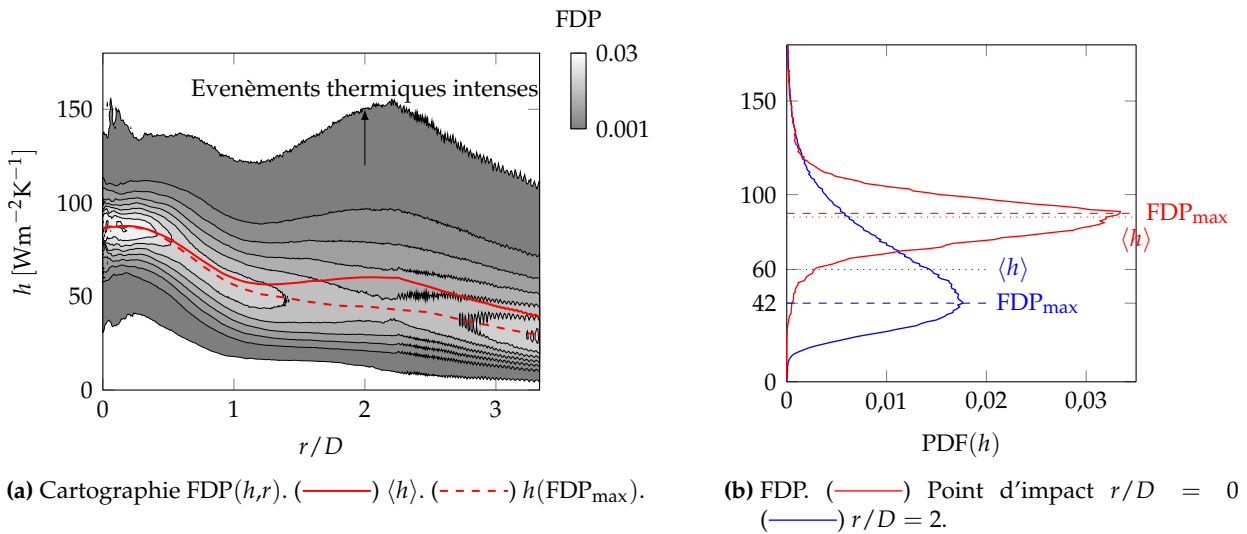


FIGURE 6.25 – Fonction de densité de probabilité (FDP) du coefficient d'échange  $h$  en fonction de la position radiale.

position radiale. On a également représenté la distribution moyenne  $\langle h \rangle$  et la courbe correspondant aux valeurs de  $h$  les plus probables (correspondant à  $\text{FDP}_{\text{max}}$ ). La figure 6.25b montre la FDP en deux positions particulières : au point d'impact et en  $r/D = 2$ . Au point d'impact la FDP est symétrique : la valeur la plus probable de  $h$  correspond à la valeur moyenne  $\langle h \rangle = 90 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Cette symétrie est valable dans toute la région d'impact entre  $r/D = 0$  et 1. À partir de  $r/D = 1$ , la FDP se dissymétrise avec l'apparition de valeurs de  $h$  très élevées ( $h > 150 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ). Elle sont même supérieures à la valeur moyenne de  $h$  au point d'impact. La dissymétrie est maximale en  $r/D = 2$ . Plus en aval, la FDP tend à redevenir symétrique. Cette analyse montre que les évènements thermiques intenses que sont les points chauds « tirent » le coefficient de convection moyen vers des valeurs plus élevées. Ces évènements sont les plus nombreux et les plus intenses vers  $r/D = 2$ . Sans ces derniers, la distribution moyenne du coefficient d'échange diminuerait de manière monotone avec la position radiale, comme le montre la courbe passant par les valeurs les plus probables du coefficient d'échange pour chaque position radiale (figure 6.25a).

Cette analyse montre que les évènements thermiques intenses que sont les points chauds sont responsables de l'émergence d'un second maximum dans la distribution moyenne des échanges de chaleur. On retrouve ici les observations de [Dairay et al. \(2015\)](#).

### 6.4.3 Analyse des points chauds

Nous venons de mettre en évidence le rôle principal des points chauds dans l'apparition du second maximum. Afin de comprendre leur origine, nous nous intéressons au champ aérodynamique et thermique local autour d'un point chaud. Afin de mettre en évidence les caractéristiques aérodynamique de l'écoulement au voisinage d'un point chaud, on se concentre sur les lignes de frottement, qui correspondent à la limite de la projection locale du vecteur vitesse sur la paroi. On a représenté à la figure 6.26 les lignes de frottement et le flux de chaleur instantané au niveau de la paroi d'impact. Pour l'instant sélectionné, une structure primaire est localisée autour de  $r/D = 2$  (ligne pointillée) et génère un grand nombre de points chauds. En  $r/D = 0$ , on reconnaît également le point d'impact, caractérisé par la divergence importante des lignes de frottement.

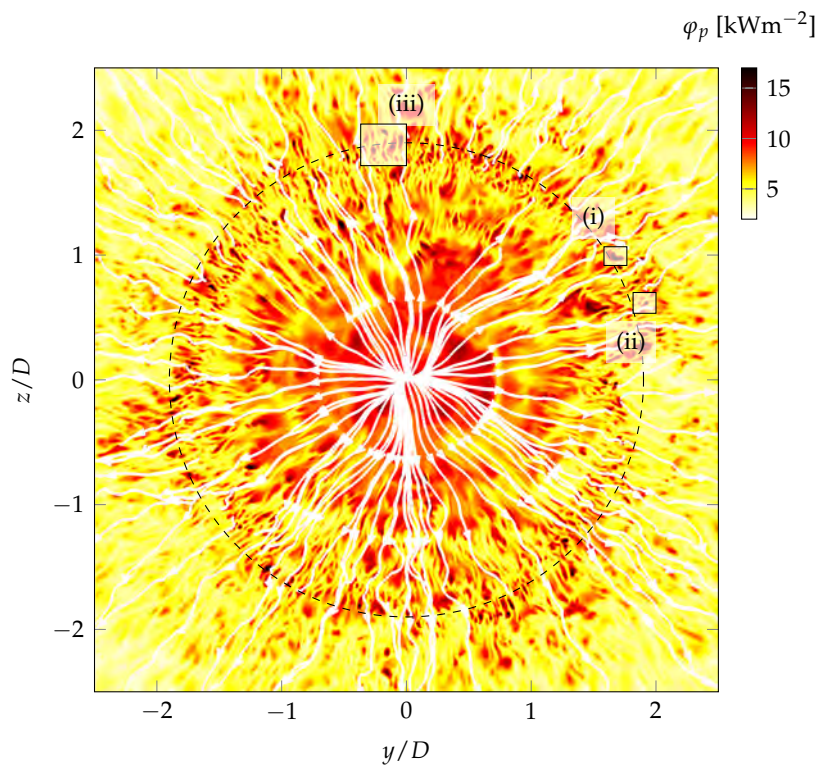


FIGURE 6.26 – Distribution instantanée du flux de chaleur et des lignes de frottement sur la paroi d'impact. (Ligne pointillée) Position de la structure primaire. Les rectangles correspondent aux agrandissements effectués sur des points chauds particuliers et présentés aux figures 6.27 (i), 6.28b(ii) et 6.28a(iii).

#### 6.4.3.1 Catégories de points chauds

Les points chauds recensés sur l'instantané présenté à la figure 6.26 peuvent être classés en deux catégories en fonction de l'allure des lignes de frottement. Des points chauds particuliers, représentatifs de ces deux catégories, sont représentés aux figures 6.27, 6.28b et 6.28a. Sur ces figures, la flèche noire indique la direction principale (moyenne) de l'écoulement au point considéré.

**Type I** La figure 6.27 présente un point chaud du premier type. L'allure des lignes de frottement autour du point chaud ressemble à un petit impact : elles s'évasent depuis le centre du point chaud. Dans le voisinage de ce point, certaines lignes de frottement sont orientées dans la direction opposée à l'écoulement principal. Ce point chaud est donc associé à une région « décollée » pour

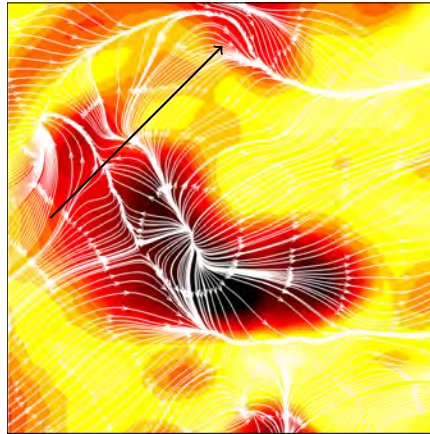


FIGURE 6.27 – Différents types de points chauds.

laquelle  $\tau_{p,r} < 0$ . Les lignes d'accumulation sont orthogonales à la direction de l'écoulement. Ce type correspond au point chaud générique mis en évidence par [Dairay et al. \(2015\)](#) à l'aide d'une moyenne conditionnelle sur les événements thermiques intenses (figure 1.24). Dans notre configuration, nous avons observé que ce premier type de point chaud est minoritaire par rapport au deuxième type.

**Type II** On a représenté aux figures 6.28b et 6.28a plusieurs exemples de points chauds du second type, majoritaire dans l'écoulement. On constate que les points chauds émergent dans les régions où les lignes de frottement s'écartent fortement les unes des autres (figure 6.28a). Ce type de point chaud ne peut plus être associé à une région « décollée », comme pour le type I. Dans certains cas extrêmes (figure 6.28b), les lignes de frottement s'écartent tellement, qu'une ligne de séparation, orientée dans la direction de l'écoulement, apparaît.

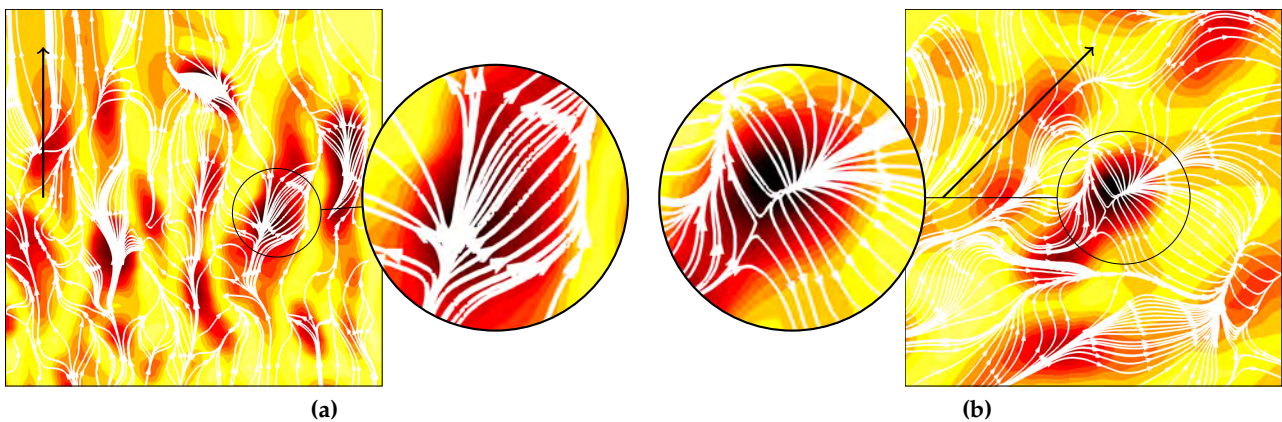


FIGURE 6.28 – Différents types de points chauds.

Cette analyse montre que la présence d'une zone « décollée » n'explique que certains points chauds. La majorité des autres points se situent dans des zones où  $\tau_{p,r} > 0$ . Ces observations permettent de concilier les conclusions de [Dairay et al. \(2015\)](#), ayant observé des points chauds de type I et de [Uddin et al. \(2009\)](#) ayant observé des points chauds de type II. La prédominance d'un type par rapport à l'autre pourrait être liée au nombre de Reynolds. La caractéristique commune aux deux types de points chauds est la divergence des lignes de frottement.

### 6.4.3.2 Champ aérothermique local

Le point commun entre les deux types de points chauds présentés ci-dessus est l'importante divergence des lignes de frottement. La divergence des lignes de frottement signifie que la vitesse axiale  $u_x$  est dirigée vers la paroi ( $u_x > 0$ ). Elle provoque alors un amincissement de la couche limite thermique et une augmentation locale du flux de chaleur. Afin de mieux comprendre l'origine d'une telle vitesse normale à la paroi, on s'intéresse au champ de température et au lignes de courant au niveau d'une coupe cylindrique au-dessus d'un point chaud (figure 6.29). Les figures 6.30a et 6.30b correspondent aux points de vue désignés par les rectangles noirs à la figure 6.29. Sur ces figures, on retrouve deux plans :

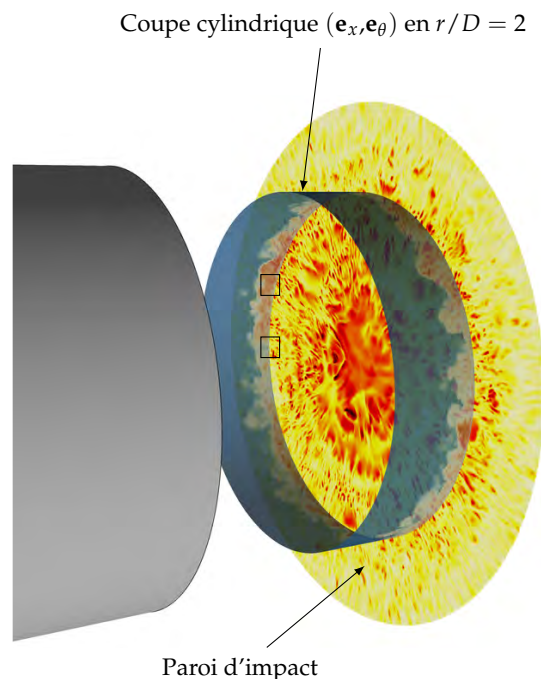
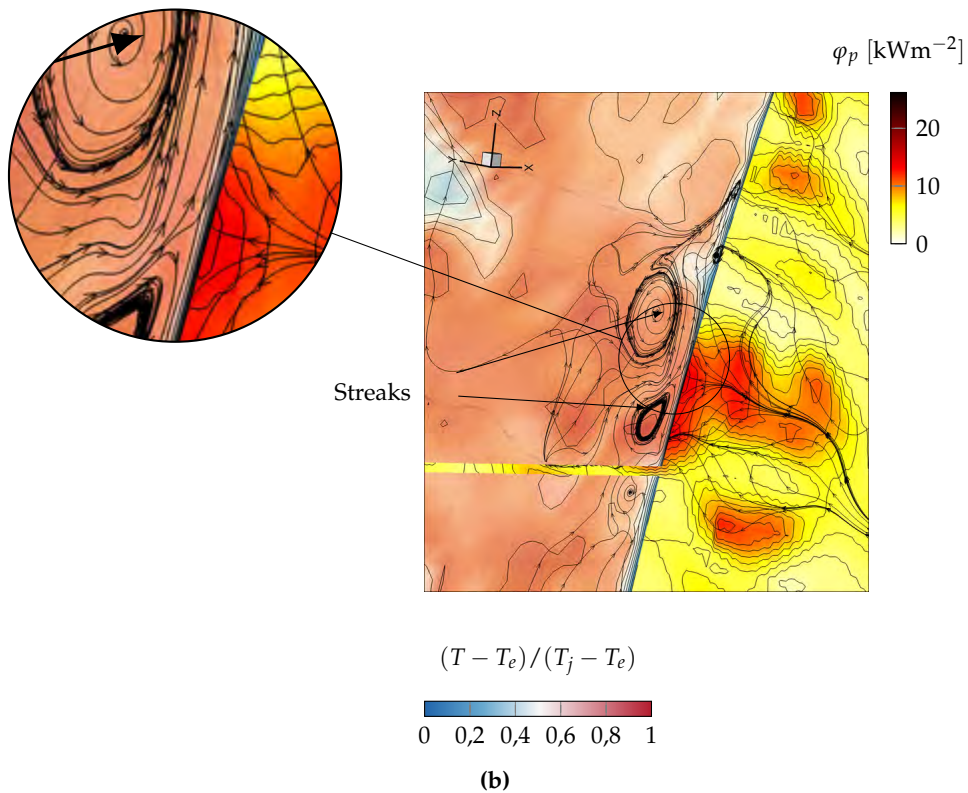
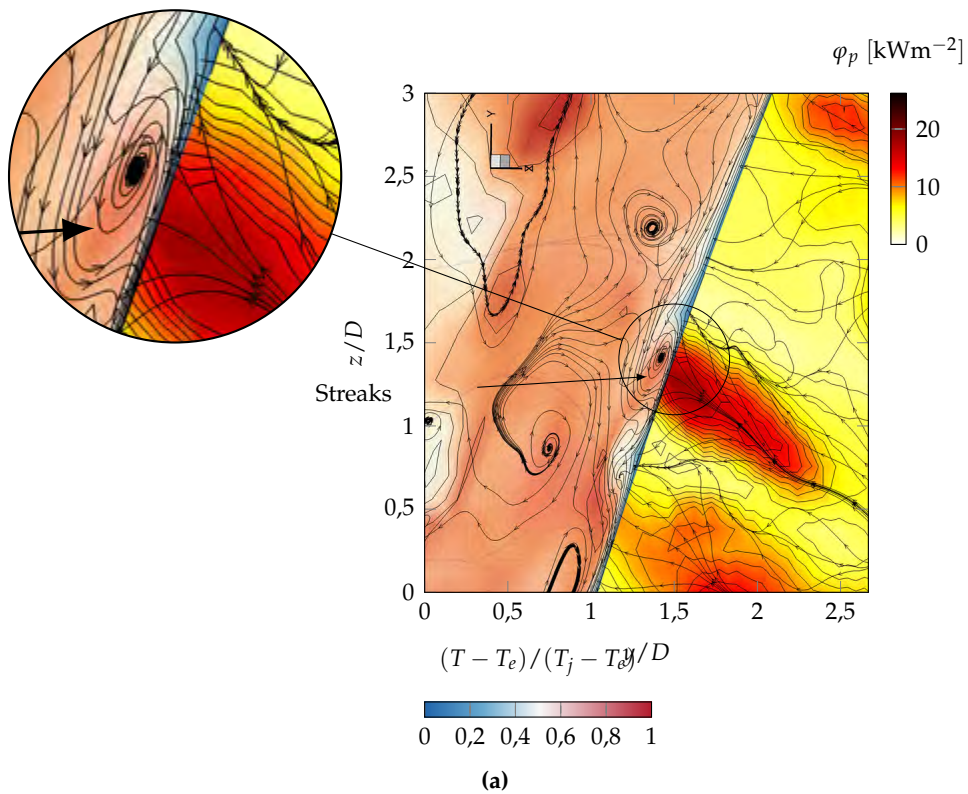


FIGURE 6.29 – Visualisation du plan de coupe cylindrique utilisé pour l'analyse du champ aérothermique autour d'un point chaud.

- ▷ Du côté gauche, on retrouve le plan ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_\theta$ ) correspondant à la coupe cylindrique en  $r/D = 2$ . Dans ce plan, on présente le champ de température statique  $T$  ainsi que les lignes de courant associées à la projection  $[u_x, u_\theta]$  du vecteur vitesse sur ce plan.
- ▷ Du côté droit, on retrouve la paroi d'impact (plan ( $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta$ )). Dans ce plan, on représente la distribution instantanée du flux de chaleur  $\varphi_p$  ainsi que les lignes de frottement (comme sur les figures 6.27, 6.28a et 6.28b).



**FIGURE 6.30** – Champ aérothermique local autour d'un point chaud. Plan de gauche (coupe cylindrique) : température  $T$  et projection des lignes de courant dans le plan  $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_\theta)$ . Plan de droite (paroi d'impact) : flux de chaleur et lignes de frottement.

On s'intéresse à ce qu'il se passe au niveau de l'intersection entre ces deux plans. Deux exemples représentatifs de la topologie de l'écoulement autour d'un point chaud sont représentés.

Au niveau de la loupe à la figure 6.30a, on constate, à partir de la projection des lignes de courant dans le plan cylindrique juste au-dessus du point chaud (plan de gauche), que le vecteur vitesse est dirigé vers la paroi d'impact ( $u_x > 0$ ). A cet endroit, la couche limite thermique est la plus fine (plan de gauche) et le flux de chaleur est élevé (plan de droite). Dans la coupe cylindrique, on observe la présence d'un tourbillon (indiqué par une flèche) auquel peut être associé la vitesse axiale dirigée vers la paroi à l'aplomb du point chaud.

La figure 6.30b montre un deuxième exemple. Sur celui-ci, on constate que la vitesse axiale positive est provoquée par une paire de tourbillons contra-rotatifs.

Les tourbillons observés aux figures 6.30a et 6.30b peuvent être associés aux structures orientées dans la direction de l'écoulement (« streaks ») mises en évidence à l'aide du critère  $Q$  à la figure 6.16c et qui accompagnent la structure primaire. La présence de telles structures a déjà été mentionnée dans la littérature. Uddin et al. (2013) ont supposé que les points chauds devaient provenir d'un mouvement de fluide normal à la paroi provoqué par des structures allongées. Dairay et al. (2015) ont observé une propagation radiale en « filaments » des points chauds. Ils ont associé cette propagation à la présence de telles structures.

#### 6.4.4 Synthèse

La figure 6.31 propose un bilan des différentes observations et conclusions que nous avons pu tirer à propos des mécanismes provoquant l'apparition du second maximum. Elle met également en évidence les zones d'ombre auxquelles nous n'avons pu apporter de réponse.

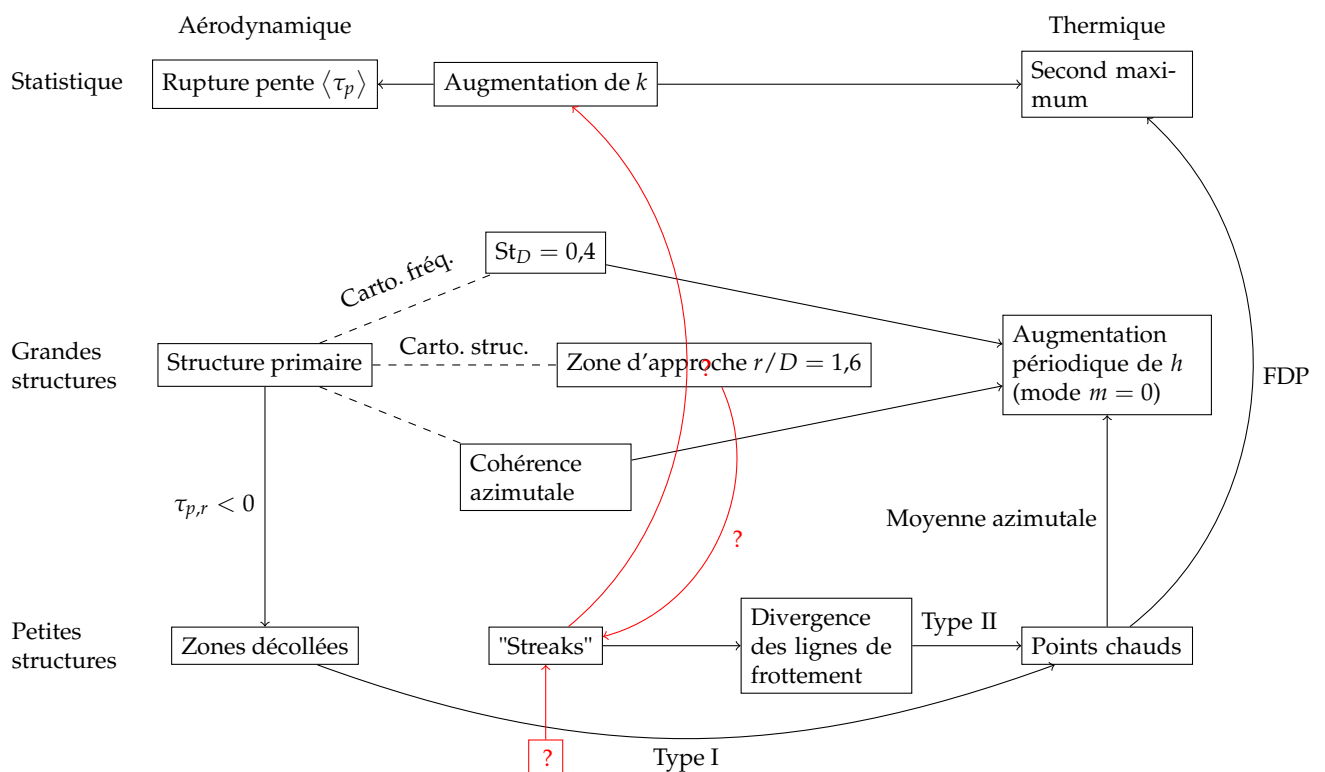


FIGURE 6.31 – Diagramme de synthèse.

Dans notre étude, nous avons abordé le problème du second maximum selon trois échelles : l'échelle statistique (grandeurs moyennes et fluctuantes), les grandes structures et les petites struc-



tures. Pour chaque échelle, nous avons tenté d'établir un lien entre l'aérodynamique et les échanges thermiques au niveau de la paroi d'impact.

**Échelle statistique** Nous avons mis en évidence à la section 6.1.3 le lien entre la capacité des simulations numériques RANS  $\phi - \alpha$  et LES à prévoir le second maximum et l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente en proche paroi. De plus, ces simulations sont capables de prévoir un second maximum ou une rupture de pente dans la distribution du frottement pariétal (figure 6.11), que l'on peut également associer à l'augmentation de  $k$  au voisinage de la paroi dans la direction radiale.

**Grandes structures** Nous avons mis en évidence la présence régulière de structures primaires dans l'écoulement. Les cartographies fréquentielles (figure 6.19) ont montré que la fréquence de passage correspond à celle du mode colonne du jet libre  $St_D = 0,4$  tandis que l'analyse topologique a révélé leur approche privilégiée vers  $r/D = 1,6$  (figure 6.13). À l'aide d'iso-surfaces de pression (figure 6.16b), nous avons mis en lumière une certaine cohérence azimutale de ces structures lorsqu'elles se propagent au-dessus de la paroi d'impact. La cartographie spatio-temporelle de la moyenne azimutale de la distribution instantanée du coefficient d'échange (figure 6.23a) a montré l'apparition périodique d'un second maximum au passage de la structure primaire vers  $r/D = 2$ .

**Petites structures** Au niveau de la structure primaire, nous avons mis en évidence l'apparition de petites zones « décollées » au-dessus de la paroi d'impact (figures 6.15c et 6.24, à droite) à partir de  $r/D = 1$  ainsi que des points chauds, caractérisés par un haut niveau du coefficient d'échange  $h$ . À partir des fonctions de densité de probabilité, nous avons confirmé que ces derniers sont responsables de l'apparition du second maximum dans la distribution moyenne (azimutale et temporelle) de  $h$ . Certains points chauds peuvent être reliés aux régions décollées mais la majorité d'entre eux émergent lorsque les lignes de frottement divergent fortement. Ces dernières constituent la marque de structures allongées de type « streaks » apportant du fluide chaud au voisinage de la paroi.

Notre étude montre que l'acteur principal dans l'émergence du second maximum est bien la structure primaire, l'apparition de zones « décollées » (structure secondaire) ne pouvant être univoquement reliée à une augmentation des échanges et n'expliquant qu'une partie des points chauds. Même si cet acteur est de grande échelle, le mécanisme final conduisant au second maximum, incarné par les petites structures allongées provoquant les points chauds, est bien de petite échelle.

De ces conclusions naissent plusieurs questions. La première concerne l'origine des « streaks ». Par quels mécanismes ces derniers apparaissent-ils préférentiellement vers  $r/D = 2$ ? On pourrait penser à un mécanisme d'instabilité, comme celui observé par Wu et Piomelli (2015) sur un tourbillon injecté dans un écoulement de jet en impact ( $Re_D = 60\,000$ ,  $H/D = 1$ ). Ces derniers ont en effet constaté l'apparition de structures radiales autour de la structure primaire lorsqu'elle se propage le long de la paroi d'impact. Dairay et al. (2015) ont quant à eux imputé l'apparition des points chauds à l'instabilité de la structure secondaire. La présence d'une zone d'approche privilégiée des structures primaires légèrement en amont de la position du second maximum pourrait expliquer que l'interaction tourbillon-paroi soit la plus forte à cet endroit.

Une autre question pouvant être soulevée, est le lien entre les « streaks » et l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Les profils des fluctuations azimutales  $u_\theta^{\text{RMS}}$  issus de la simulation LES (figure 6.7c) présentent un pic au voisinage de la paroi, comme pour les fluctuations radiales  $u_r^{\text{RMS}}$ . L'intensité de ce pic est la plus élevée du jet pariétal en  $r/D = 2$ , indiquant probablement l'apparition privilégiée de « streaks » à cette position radiale.

Dans la première partie de ce chapitre, la confrontation des résultats de la simulation LES avec les données expérimentales a permis d'évaluer l'intérêt de cette approche pour l'évaluation d'un écoulement de jet en impact. Du point de vue statistique, nous avons montré que les champs moyens et fluctuants sont un accord très satisfaisant avec l'expérience, les différences les plus marquées apparaissant pour les fluctuations radiales au début de la région du jet libre et dans la région proche de la paroi au début du jet pariétal.

L'intérêt de l'approche LES par rapport aux modélisations RANS est particulièrement manifeste sur la prévision du nombre de Nusselt, tant pour son niveau que pour l'allure de sa distribution, avec la présence d'un second maximum.

Les caractéristiques topologiques de l'écoulement, observées grâce aux mesures S-PIV, sont correctement retrouvées par la simulation, avec l'apparition d'une zone d'approche privilégiée des structures primaires en  $r/D = 1,6$ . La simulation a également permis de mettre en évidence la présence de structures secondaires de type décollement instationnaire, dont la mise en évidence était impossible expérimentalement ainsi qu'une certaine cohérence azimutale des structures primaires.

L'analyse des spectres a révélé la présence de trois fréquences caractéristiques contre quatre observées dans l'expérience. Les cartographies fréquentielles ont toutefois montré qu'elles présentent des régions d'apparition similaires à l'harmonique fondamental, au premier et au second harmonique mis en évidence expérimentalement.

Dans la seconde partie de ce chapitre, les données issues de la simulation ont permis de mieux comprendre les mécanismes liés à l'apparition du second maximum. Nous avons montré que l'acteur principal de ce mécanisme est la structure primaire, provoquant l'apparition de points chauds au voisinage de  $r/D = 2$ . Les décollements instationnaires sont une manifestation annexe de l'interaction entre la structure et la paroi et n'expliquent l'apparition que de certains points chauds. La majorité des autres points chauds doit être relié à la présence de structures allongées dans l'écoulement (« streaks »).



---

---

## Conclusions

Les travaux présentés dans ce manuscrit se sont placés dans le contexte des dispositifs de jet en impact, reconnus pour l'efficacité des échanges de chaleur pouvant être atteints à la paroi. L'attention a été portée sur une configuration géométrique simple de jet rond impactant normalement une paroi plane. Les paramètres de cette configuration ont été sélectionnés pour leur caractère singulier vis-à-vis de la littérature et leur capacité à représenter les conditions d'une application industrielle. Le jet est non-isotherme ( $\Delta T = 105^\circ\text{C}$ ) et possède un nombre de Reynolds élevé ( $\text{Re}_D = 60\,000$ ). Sa faible distance d'impact ( $H/D = 3$ ) fait apparaître un second maximum dans la distribution des échanges de chaleur à la paroi.

La motivation de ces travaux était double :

- ▷ La **génération d'une base de donnée expérimentale** la plus complète possible pour notre configuration originale, suite à la constatation que les mesures de la littérature ont rarement traité de tous les aspects d'un jet en impact. L'objectif était d'une part de disposer d'une base de validation fiable pour les simulations numériques et d'autre part de mettre en évidence les propriétés remarquables de l'écoulement.
- ▷ La **réalisation de simulations numériques**. Le premier objectif était d'évaluer la capacité de simulations ayant des degrés de modélisation différents (RANS et LES) à reproduire les champs aérothermiques et la répartition des échanges thermiques pariétaux, mesurés sur notre configuration. L'ambition était alors de mettre à profit les données instationnaires et 3D issues de la simulation LES pour mieux comprendre l'origine du second maximum, en confrontant notre analyse aux scénarios proposés dans la littérature.

## Bilan

À partir de notre synthèse bibliographique, nous avons dressé le portrait de l'écoulement de jet en impact tel que révélé par les nombreuses études, expérimentales et numériques, qui lui ont été dédiées. Nous nous sommes en particulier intéressé aux liens entre la dynamique de l'écoulement et la distribution des échanges de chaleur à la paroi. Nous avons ainsi pu identifier le rôle joué par deux structures turbulentes particulières : les structures primaires et les décollements instationnaires. Cet état de l'art nous a également permis de sélectionner les techniques expérimentales capables de caractériser cet écoulement.

## Étude expérimentale

La caractérisation complète de l'écoulement a nécessité la mise en place de plusieurs moyens de mesure. Les champs aérodynamiques ont été conjointement mesurés à l'aide de la méthode LDV, résolue en temps, et la méthode S-PIV, résolue en espace, afin de tirer profit des avantages de chacune. Pour la première fois, les champs de température moyen et fluctuant d'une configuration de jet non-isotherme en impact ont été évalués, à l'aide d'une sonde fil froid. Contrairement à la majorité des études utilisant une paroi chauffée en régime stationnaire, la répartition des échanges

de chaleur a été déterminée à l'aide de la méthode inverse ThEFA dont le principe repose sur le transitoire thermique suite à la mise en contact de la plaque avec l'écoulement chaud.

À partir de la grande quantité de données récoltées, nous avons pu dresser le portrait de notre configuration particulière. Trois axes d'analyse ont été proposés :

- ▷ **Statistique** : La structuration d'un jet chaud en impact a pu être décrite à partir des champs aérodynamiques moyens et fluctuants. Un bon accord entre les mesures LDV et S-PIV a pu être mis en évidence. Ajoutons que l'utilisation de la S-PIV a permis la description complète du tenseur de Reynolds, souvent absente dans la littérature. L'émergence d'un second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt a pu être observée.
- ▷ **Topologique** : À l'aide d'un algorithme de détection de structures, nous avons mis en évidence la trajectoire moyenne des grandes structures dans l'écoulement. L'effet de rebond des structures primaires a pu ainsi être clairement visualisé.
- ▷ **Fréquentiel** : Suivant une approche originale, nous avons établi des cartographies fréquentielles faisant ressortir les régions de l'écoulement où des fréquences particulières apparaissent. Nous avons, à cette occasion, montré que la fréquence associée au mode colonne du jet libre  $St_D = 0,4$  se retrouve également dans le jet pariétal. Cette dernière a pu alors être reliée au passage de la structure primaire.

L'analyse d'une même configuration de jet en impact au travers de ces trois axes de post-traitement constitue un apport majeur de nos travaux.

### Étude numérique

Dans un premier temps, les simulations RANS 2D-axisymétriques, peu coûteuses, ont permis d'évaluer rapidement la pertinence des modèles  $k - \omega - SST$  et  $\phi - \alpha$ , reconnus dans la littérature comme les plus efficaces pour ce type de configuration. Les flux de chaleur turbulents ont été modélisés par un nombre de Prandtl turbulent constant. Les résultats ont montré que ces deux modèles sont globalement capables, à des niveaux de précision divers, de reproduire les champs aérodynamiques moyens et turbulents observés expérimentalement. Les différences les plus marquantes apparaissent sur la distribution des échanges de chaleur, avec une surestimation importante du nombre de Nusselt, illustrant que des modèles adaptés à des jets isothermes en impact ne le sont pas forcément pour des jets non-isothermes.

Dans un deuxième temps, nous avons mis en place une simulation LES, basée sur une discrétisation fine du domaine d'intérêt et un degré de modélisation moindre. Une attention particulière a été portée sur la construction d'un maillage permettant de respecter les contraintes de LES « résolue à la paroi ». La réalisation d'une simulation de ce type à sur une configuration de jet en impact avec un nombre de Reynolds aussi élevé est une première. L'injection de perturbations proposées dans cette étude s'est révélée efficace pour générer un écoulement de conduite pleinement développée, correspondant aux mesures à la sortie de la conduite, ce qui est rarement vérifié dans la littérature.

Nous avons appliqué aux résultats de la simulation les trois axes d'analyse utilisés sur nos mesures :

- ▷ Du point de vue **statistique**, la simulation s'est révélée capable de reproduire correctement les champs aérodynamiques moyens et turbulents. Les niveaux des échanges de chaleur prévus sont similaires aux mesures et l'émergence du second maximum en  $r/D = 2$  est correctement reproduite.
- ▷ Du point de vue **topologique**, le phénomène de rebond des structures primaires est correctement reproduit. Les champs 3D instantanés ont permis de caractériser l'organisation à grande et à petite échelle de l'écoulement. Nous avons en particulier mis en évidence une certaine cohérence azimutale des structures primaires.

- ▷ Du point de vue **fréquentiel**, la majorité des fréquences caractéristiques observées expérimentalement a été retrouvée dans la simulation. Les cartographies fréquentielles associées sont proches des mesures et traduisent les différents étapes d'appariement tourbillonnaire dans le jet libre.

Nous avons finalement pu proposer un scénario physique concernant l'apparition du second maximum à l'instar des auteurs ayant réalisés des simulations LES et DNS de jets en impact. Notre explication donne le rôle principal aux « points chauds » générés de manière intermittente lors du passage d'une structure primaire aux alentours de  $r/D = 2$ . Ces derniers résultent de l'apport de fluide chaud à proximité de la paroi à cause des structures allongées dans l'écoulement (« streaks »). Ce scénario permet de concilier les conclusions de [Uddin et al. \(2013\)](#) et [Dairay et al. \(2015\)](#), obtenues pour des configurations à plus faible nombre de Reynolds.

## Discussion

Nos travaux ont montré un réel intérêt à effectuer une approche duale expérience/simulation. Tout d'abord, la richesse des données expérimentales a permis de valider la simulation sur les aspects statistiques, topologiques et fréquentiels. Généralement, cette validation se restreint à la comparaison de quelques profils statistiques dans l'écoulement. D'autre part, la mesure précise des grandeurs de l'écoulement au niveau de la sortie de la conduite et dans les régions d'entraînement a permis la définition de conditions limites représentatives de l'expérience. Dans la littérature, ces conditions découlent généralement de lois empiriques et ne sont, la plupart du temps, pas clairement précisées. Même si l'expérience a pu fournir des données utiles sur l'instantanéité de l'écoulement ainsi que sa structuration topologique, nos travaux ont montré que la simulation LES reste actuellement la seule stratégie valable pour aborder les phénomènes responsables du second maximum, qui se déroulent en partie à petite échelle. Elle permet d'estimer la taille, la fréquence et la localisation des phénomènes d'intérêt, tel que le décollement instationnaire, ce qui pourrait à terme faciliter leur observation expérimentale.

## Perspectives

Pour prolonger cette étude, plusieurs axes de recherche peuvent être proposés.

### Base de donnée expérimentale

Même si la base de donnée est déjà bien fournie, des mesures complémentaires permettraient de l'étoffer :

- ▷ Une meilleure caractérisation de la couche limite interne permettrait de comparer plus finement la validité des simulations numériques au voisinage de la paroi.
- ▷ La mesure des flux de chaleur turbulents  $\langle u'T' \rangle$  serait un plus, notamment dans le cadre des modélisations RANS.

### Analyse topologique

Dans la mesure où nous avons montré que les structures primaires jouent un rôle important dans l'émergence du second maximum, il serait intéressant de mieux les caractériser du point de vue expérimental. Plusieurs pistes sont possibles :

- ▷ Afin de quantifier la cohérence azimutales des structures, nous pourrions effectuer des mesures S-PIV dans des plans transverses positionnés juste au-dessus de la paroi d'impact.

- ▷ L'application de la technique de la BOS3D (« Background Oriented Schlieren »), récemment développée à l'Onera (Nicolas et al. 2015), permettrait de mesurer le champ de masse volumique instantané dans le volume d'intérêt. Des iso-surfaces de cette grandeur aiderait sensiblement pour la caractérisation de l'organisation à grande échelle 3D de l'écoulement.

### Modélisations RANS

La surestimation du niveau des échanges de chaleur observés pour les deux modèles RANS évalués nous pousserait à évaluer des modélisations plus évoluées pour le calcul des flux de chaleur turbulents. Même si ce type de modélisation s'est révélé inefficace, voir contre-productif, sur des configurations de jets isothermes en impact, il en serait peut-être autrement sur notre configuration non-isotherme. On pourrait par exemple évaluer le modèle de Vanpouille et al. (2015) basé sur une approche algébrique explicite (EAHFM) pour les flux de chaleur turbulents.

Les données issues de la simulation LES pourraient être utilisées pour essayer de comprendre l'origine des écarts importants concernant la prévision des échanges de chaleur observés pour les modèles RANS que nous avons évalué.

### Simulation LES

Les résultats de la simulation vis-à-vis des mesures sont perfectibles. Des actions à court terme devraient permettre de les améliorer :

- ▷ Suppression de l'onde parasite observée dans la conduite et rendue responsable de la surestimation des fluctuations turbulentes dans la première partie du jet.
- ▷ Utilisation d'un modèle de sous-maille capable de prendre en compte les transferts d'énergie des échelles non-résolues vers les échelles résolues (« energy backscatter »), comme celui utilisé par Lodato et al. (2009).
- ▷ Un raffinement du maillage au voisinage de la paroi peut également être envisagé. Afin de maintenir le coût de la simulation constant, une réduction du nombre de cellules dans la région de jet libre semble envisageable. Dans ce contexte, une véritable étude de convergence en maillage devrait permettre de fournir des critères pour la discrétisation spatiale minimale à respecter pour ce type de configuration.

Un autre axe d'amélioration associé à la simulation LES est la réduction de son coût, encore très important pour la rendre applicable dans un contexte industriel. À ce niveau plusieurs pistes sont envisageables pour réduire à la fois le nombre d'itérations et la taille du maillage :

- ▷ La mise en œuvre d'une méthode d'intégration temporelle implicite (Ekaterinaris 1999) pour les schémas VF compact permettrait de s'affranchir de la contrainte de stabilité sur le nombre CFL. Le pas de temps ne serait alors plus fixé par la dimension de la plus petite cellule du maillage, correspondant à la contrainte  $\Delta n^+ < 2$  au niveau de la paroi d'impact, et pourrait être déterminé sur la base d'un nombre CFL « convectif » basé sur la vitesse de convection des structures.
- ▷ Le nombre de cellules dans le maillage pourrait être drastiquement réduit par l'utilisation d'un maillage avec des raccords non-conformes, récemment adaptés aux schémas compact VF par Le Bras (2016). Ils permettraient de s'affranchir d'une limitation importante des maillages structurés : la propagation des lignes de maillage jusqu'aux frontières du domaine.

### Explication du second maximum

Du point de vue de l'analyse physique, certaines questions se posent encore quant à l'origine du second maximum : pourquoi les points chauds apparaissent-ils de manière privilégiée vers  $r/D = 2$  ? Plusieurs pistes peuvent être proposées :

- ▷ Une étude de stabilité locale ou globale à partir des champs aérodynamiques moyens mesurés ou issus de la simulation, afin d'isoler les principaux modes d'instabilités pour ce type de configuration, à l'instar de celle réalisée par [Meliga et Chomaz \(2011\)](#). Une telle étude pourrait également fournir des informations sur l'origine des différentes fréquences observées dans le jet libre.
- ▷ On pourrait se baser sur l'équation de la vorticité  $\omega$  afin de s'intéresser aux transferts entre la composante azimutale  $\omega_\theta$  et radiale  $\omega_r$  de la vorticité. Nous pourrions ainsi mettre en évidence le lien entre la propagation des structures primaires au-dessus de la paroi d'impact et l'apparition de structures allongées dans l'écoulement (« streaks ») dont nous avons mis en évidence le rôle dans l'émergence des points chauds.

### **Améliorations des échanges**

Les techniques expérimentales et numériques mises en œuvre lors de ce travail pourraient enfin être appliquées sur des configurations moins académiques et dont l'intérêt réside dans l'amélioration de l'efficacité des échanges dans le cadre d'applications industrielles. Les configurations de jet avec un injecteur en chevron ([Violato et al. 2012](#)) forment notamment un voie prometteuse afin d'augmenter les coefficients d'échanges pariétaux. Dans ce cadre, la compréhension fines des mécanismes liés aux échanges de chaleur peut fournir des indications importantes sur les designs optimaux.





---

---

## Bibliographie

- Abe, K., Jang, Y.-J. et Leschziner, M. (2003). « [An investigation of wall-anisotropy expressions and length-scale equations for non-linear eddy-viscosity models](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **24.2**, p. 181–198 (cf. p. 52).
- Abe, K. et Suga, K. (2001). « [Towards the development of a Reynolds-averaged algebraic turbulent scalar-flux model](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **22.1**, p. 19–29 (cf. p. 52).
- Adrian, R.J. (2007). « [Hairpin vortex organization in wall turbulence](#) ». *Physics of Fluids* **19.4**, p. 041301 (cf. p. 176).
- Adrian, R.J. et Westerweel, J. (2011). *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press (cf. p. 70, 77).
- Alekseenko, S.V. et Markovich, D.M. (1994). « [Electrodiffusion diagnostics of wall shear stresses in impinging jets](#) ». *Journal of Applied Electrochemistry* **24.7**, p. 626–631 (cf. p. 30–32, 198).
- (1996). « Local characteristics of impinging round jets ». *Engineering Turbulence Modelling and Experiments* **3**, p. 633–642 (cf. p. 30, 33).
- Anderson, S.L. et Longmire, E.K. (1995). « [Particle motion in the stagnation zone of an impinging air jet](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **299**, p. 333–366 (cf. p. 25).
- Antares Development Team (2012–2016). *Antares Documentation Release 1.8.0* (cf. p. 182).
- Ashforth-Frost, S. et Jambunathan, K. (1996a). « [Effect of nozzle geometry and semi-confinement on the potential core of a turbulent axisymmetric free jet](#) ». *International Communications in Heat and Mass Transfer* **23.2**, p. 155–162 (cf. p. 4, 19, 33, 115).
- (1996b). « [Numerical Prediction of Semi-Confined Jet Impingement and Comparison with Experimental Data](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **23.3**, p. 295–306 (cf. p. 51).
- Baldwin, B. et Lomax, H. (1978). « [Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows](#) ». *16th Aerospace Sciences Meeting*. (Huntsville, USA, 1978) (cf. p. 46).
- Batra, R. et Hesselink, L. (1999). « Feature comparisons of 3-D vector fields using earth mover's distance ». *Proceedings of the conference on Visualization*. (1999), p. 105–114 (cf. p. 91).
- Baughn, J.W., Hechanova, A.E. et Yan, X. (1991). « [An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet](#) ». *Journal of Heat Transfer* **113.4**, p. 1023–1025 (cf. p. 35, 37).
- Baughn, J.W. et Shimizu, S. (1989). « [Heat transfer measurements from a Surface with uniform heat flux and an impinging jet](#) ». *Journal of Heat Transfer* **111.4**, p. 1096–1098 (cf. p. 4, 5, 31, 37).

- Baydar, E. et Ozmen, Y. (2006). « [An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets](#) ». *Heat and Mass Transfer* **42.4**, p. 338–346 (cf. p. 33, 34).
- Bechara, W., Bailly, C., Lafon, P. et Candel, S.M. (1994). « [Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows](#) ». *AIAA Journal* **32.3**, p. 455–463 (cf. p. 173).
- Behnia, M., Parneix, S. et Durbin, P.A. (1998). « [Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **41.12**, p. 1845–1855 (cf. p. 52, 159).
- Behnia, M., Parneix, S., Shabany, Y. et Durbin, P.A. (1999). « [Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **20.1**, p. 1–9 (cf. p. 4, 37, 51).
- Betchov, R. (1948). « Inertie thermique des anémomètres à fil chaud et calcul approché de leurs caractéristiques ». *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.* **51**, p. 224–233 (cf. p. 97).
- Billard, F. et Laurence, D. (2012). « [A robust  \$k - \epsilon - \overline{v^2}/k\$  elliptic blending turbulence model applied to near-wall, separated and buoyant flows](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **33.1**, p. 45–58 (cf. p. 149).
- Bogey, C. et Bailly, C. (2009). « [Turbulence and energy budget in a self-preserving round jet: direct evaluation using large eddy simulation](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **627**, p. 129–160 (cf. p. 50, 166).
- Bogey, C., Bailly, C. et Juvé, D. (2003). « [Noise Investigation of a High Subsonic, Moderate Reynolds Number Jet Using a Compressible Large Eddy Simulation](#) ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **16.4**, p. 273–297 (cf. p. 166, 174).
- Bogey, C. et Bailly, C. (2006a). « [Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **27.4**, p. 603–610 (cf. p. 166).
- (2006b). « [Large eddy simulations of transitional round jets: Influence of the Reynolds number on flow development and energy dissipation](#) ». *Physics of Fluids* **18.6**, p. 065101 (cf. p. 166).
- Bogey, C., Marsden, O. et Bailly, C. (2011). « [Large-eddy simulation of the flow and acoustic fields of a Reynolds number  \$10^5\$  subsonic jet with tripped exit boundary layers](#) ». *Physics of Fluids* **23.3**, p. 035104 (cf. p. 166, 170).
- Brevet, P. (2001). « Etude expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jet(s) : application aux moteurs aéronautiques ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. 35, 37, 129, 130).
- Browand, F.K. et Laufer, J. (1977). « The role of large scale structures in the initial development of circular jets ». *Turbulence in Liquids*. (1977), p. 333–342 (cf. p. 144).
- Buchlin, J.M. (2011). « [Convective heat transfer in impinging gas jet arrangements](#) ». *Journal of Applied Fluid Mechanics* **4.2**, p. 137–149 (cf. p. 35, 129, 130).
- Buchlin, J.M. et Laperches, M. (1998). « Detailed investigation of aerothermal behaviour of confined impinging jet ». *Quantitative Infrared Thermography*. (Lodz, Pologne, 1998), p. 258–264 (cf. p. 31, 129).

- Cambier, L., Heib, S. et Plot, S. (2013). « [The Onera elsA CFD software: input from research and feedback from industry](#) ». *Mechanics & Industry* **14.03**, p. 159–174 (cf. p. 165).
- Carlomagno, G.M. et Ianiro, A. (2014). « [Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: A review](#) ». *Experimental Thermal and Fluid Science* **58**, p. 15–35 (cf. p. 4, 16, 29).
- Champagnat, F., Plyer, A., Besnerais, G.L., Leclaire, B., Davoust, S. et Sant, Y.L. (2011). « [Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization](#) ». *Experiments in Fluids* **50.4**, p. 1169–1182 (cf. p. 83).
- Choo, K., Friedrich, B.K., Glaspell, A.W. et Schilling, K.A. (2016). « [The influence of nozzle-to-plate spacing on heat transfer and fluid flow of submerged jet impingement](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **97**, p. 66–69 (cf. p. 31, 32).
- Chung, Y.M., Luo, K.H. et Sandham, N.D. (2002). « [Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **23.5**, p. 592–600 (cf. p. 38, 40, 42, 53, 54).
- Chyu, M.K. (2012). « [Recent Advances in Turbine Heat Transfer-With A View of Transition to Coal-Gas Based Systems](#) ». *Journal of Heat Transfer* **134.3**, p. 031006–031006 (cf. p. 2).
- Collis, D.C. et Williams, M.J. (1959). « [Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **6**, p. 357–384 (cf. p. 97).
- Colucci, D.W. et Viskanta, R. (1996). « [Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet](#) ». *Experimental Thermal and Fluid Science* **13.1**, p. 71–80 (cf. p. 34).
- Cooper, D., Jackson, D.C., Launder, B.E. et Liao, G.X. (1993). « [Impinging jet studies for turbulence model assessment-I. Flow-field experiments](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **36.10**, p. 2675–2684 (cf. p. 4, 5, 17, 39, 51, 121–123).
- Craft, T.J., Graham, L.J.W. et Launder, B.E. (1993). « [Impinging jet studies for turbulence model assessment-II. An examination of the performance of four turbulence models](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **36.10**, p. 2685–2697 (cf. p. 51).
- Craft, T.J., Launder, B.E. et Suga, K. (1996). « [Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **17**, p. 108–115 (cf. p. 52).
- Crow, S.C. et Champagne, F.H. (1971). « [Orderly structure in jet turbulence](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **48.03**, p. 547–591 (cf. p. 22).
- Dairay, T., Fortuné, V., Lamballais, E. et Brizzi, L.E. (2014). « [LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* (cf. p. 54, 55, 180).
- Dairay, T., Fortuné, V., Lamballais, E. et Brizzi, L.-E. (2015). « [Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **764**, p. 362–394 (cf. p. 5, 40–42, 53, 54, 168, 185, 205, 217, 218, 220, 221, 223, 224, 229).
- Dairay, T. (2013). « Simulation haute fidélité de l'aérodynamique d'un jet en impact ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. 16, 212).

- Daly, B.J. et Harlow, F.H. (1970). « [Transport Equations in Turbulence](#) ». *Physics of Fluids* **13.11**, p. 2634–2649 (cf. p. [47](#), [52](#), [53](#)).
- Debien, A., Krbek, K.A.F.F., Mazellier, N., Duriez, T., Cordier, L., Noack, B.R., Abel, M.W. et Kourta, A. (2016). « [Closed-loop separation control over a sharp edge ramp using genetic programming](#) ». *Experiments in Fluids* **57.3**, p. 1–19 (cf. p. [89](#), [92](#), [94](#), [95](#), [130](#), [200](#), [201](#)).
- Deniau, H., Le Bras, S. et Gazaix, M. (2016). *elsA Aeroacoustic Solver*. Rapp. tech. RT 3/25526 ELSA/DMAE. Onera (cf. p. [166](#)).
- Dewan, A., Dutta, R. et Srinivasan, B. (2012). « [Recent trends in computation of turbulent jet-impingement heat transfer](#) ». *Heat Transfer Engineering* **33.4–5**, p. 447–460 (cf. p. [16](#), [53](#), [168](#)).
- Dhamankar, N.S., Blaisdell, G.A. et Lyrantzis, A.S. (2015). « [An overview of turbulent inflow boundary conditions for large eddy simulations](#) ». *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. (Dallas,USA, 2015) (cf. p. [55](#)).
- Didden, N. et Ho, C.-M. (1985). « [Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **160**.-1, p. 235 (cf. p. [21](#), [25](#), [26](#), [39](#)).
- Durbin, P.A. (1991). « [Near-wall turbulence closure modeling without damping functions](#) ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **3.1**, p. 1–13 (cf. p. [46](#), [51](#), [149](#)).
- Efron, B. (1981). « [Nonparametric estimates of standard error: The jackknife, the bootstrap and other methods](#) ». *Biometrika* **68.3**, p. 589–599 (cf. p. [88](#)).
- Ekaterinaris, J.A. (1999). « [Implicit, High-Resolution, Compact Schemes for Gas Dynamics and Aeroacoustics](#) ». *Journal of Computational Physics* **156.2**, p. 272–299 (cf. p. [230](#)).
- Fairweather, M. et Hargrave, G. (2002). « [Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. 1. Velocity field](#) ». *Experiments in Fluids* **33.3**, p. 464–471 (cf. p. [17](#)).
- Fénot, M. (2004). « Étude du refroidissement par impact de jets : application aux aubes de turbines ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. [35](#)).
- Fénot, M., Vullierme, J.-.-J. et Dorignac, E. (2005). « [Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement](#) ». *International Journal of Thermal Sciences* **44.7**, p. 665–675 (cf. p. [4](#), [37](#)).
- Fitzgerald, J.A. et Garimella, S.V. (1998). « [A study of the flow field of a confined and submerged impinging jet](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **41.8–9**, p. 1025–1034 (cf. p. [34](#)).
- Florschuetz, L.W., Truman, C.R. et Metzger, D.E. (1981). « [Streamwise Flow and Heat Transfer Distributions for Jet Array Impingement with Crossflow](#) ». *Journal of Heat Transfer* **103.2**, p. 337–342 (cf. p. [2](#)).
- Fosso, A. (2011). « Schémas Volumes Finis précis : application à l'aéroacoustique numérique de jets subsoniques ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie (cf. p. [166](#), [167](#), [206](#)).
- Fosso, A., Deniau, H., Sicot, F. et Sagaut, P. (2010). « [Curvilinear finite-volume schemes using high-order compact interpolation](#) ». *Journal of Computational Physics* **229.13**, p. 5090–5122 (cf. p. [166](#)).

- Fosso, P., Deniau, H., Lamarque, N. et Poinso, T. (2012). « [Comparison of outflow boundary conditions for subsonic aeroacoustic simulations](#) ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **68.10**, p. 1207–1233 (cf. p. 172).
- Fosso, P., Sanjosé, M., Moreau, S., Daviller, G. et Deniau, H. (2015). « [Subsonic jet noise simulations using both structured and unstructured grids](#) ». *AIAA Journal* **53.1**, p. 55–69 (cf. p. 166).
- Gand, F. (2016). « [Investigation of turbulence development in incompressible jets with zonal detached eddy simulation \(ZDES\) and synthetic turbulent inflow](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* (cf. p. 189).
- Gardon, R. et Akfirat, J.C. (1965). « [The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **8.10**, p. 1261–1272 (cf. p. 19, 31–33, 39).
- Garimella, S.V. et Rice, R.A. (1995). « Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer ». *Journal of heat transfer* **117.4**, p. 871–877 (cf. p. 37).
- Garnier, E., Adams, N. et Sagaut, P. (2009). *Large eddy simulation for compressible flows*. Springer (cf. p. 48).
- Gauntner, J., Livingood, J. et Hrycak, P. (1970). *Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate*. Rapp. tech. TN D-5652. NASA (cf. p. 16, 17, 19, 130).
- Geers, L. (2004). « Multiple impinging jet arrays : an experimental study on flow and heat transfer ». Thèse de doct. Technische Universiteit Delft (cf. p. 4, 16, 17, 20, 27, 52).
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W.H. (1991). « [A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model](#) ». *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **3.7**, p. 1760–1765.
- Goldstein, R.J., Sobolik, K.A. et Seol, W.S. (1990). « [Effect of entrainment on the heat transfer to a heated circular air jet Impinging on a flat surface](#) ». *Journal of Heat Transfer* **112.3**, p. 608–611 (cf. p. 35, 36).
- Graftieaux, L., Michard, M. et Grosjean, N. (2001). « [Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows](#) ». *Measurement Science and Technology* **12.9**, p. 1422–1429 (cf. p. 90).
- Guerra, D.R.S., Su, J. et Silva Freire, A.P. (2005). « [The near wall behavior of an impinging jet](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48.14**, p. 2829–2840 (cf. p. 17, 20, 38).
- Guézennec, N. et Poinso, T. (2009). « Acoustically nonreflecting and reflecting boundary conditions for vorticity injection in compressible solvers ». *AIAA journal* **47.7**, p. 1709–1722 (cf. p. 56).
- Gutmark, E. et Ho, C.-M. (1983). « [Preferred modes and the spreading rates of jets](#) ». *Physics of Fluids* **26.10**, p. 2932–2938 (cf. p. 22).
- Hadžiabdić, M. et Hanjalić, K. (2008). « [Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **596**, p. 221–260 (cf. p. 5, 27, 29, 39–42, 54–56, 130, 132, 185, 189, 205, 212).
- Hadžiabdić, M. (2006). « LES, RANS and combined simulation of impinging flows and heat transfer ». Thèse de doct. Technische Universiteit Delft (cf. p. 16, 40, 180).

- Hall, J.W. et Ewing, D. (2005). « [The development of the large-scale structures in round impinging jets exiting long pipes at two Reynolds numbers](#) ». *Experiments in Fluids* **38.1**, p. 50–58 (cf. p. 27, 205).
- Hall, J. et Ewing, D. (2006). « [On the dynamics of the large-scale structures in round impinging jets](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **555**, p. 439–458 (cf. p. 21, 26).
- Hällqvist, T. (2006). « Large eddy simulation of impinging jets with heat transfer ». Thèse de doct. KTH (cf. p. 16, 53, 55, 56).
- Han, B. et Goldstein, R.J. (2001). « [Jet-impingement heat transfer in gas turbine systems](#) ». *Annals of the New York Academy of Sciences* **934.1**, p. 147–161 (cf. p. 16).
- (2003). « [Instantaneous energy separation in a free jet—Part II. Total temperature measurement](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46.21**, p. 3983–3990 (cf. p. 24).
- Ho, C.-M. et Nosseir, N.S. (1979). « Large coherent structures in an impinging jet ». *Turbulent shear flows 2* (cf. p. 144).
- Hofmann, H.M., Kaiser, R., Kind, M. et Martin, H. (2007a). « [Calculations of steady and pulsating impinging jets : an assessment of 13 widely used turbulence models](#) ». *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* **51.6**, p. 565–583 (cf. p. 51, 160).
- Hofmann, H.M., Kind, M. et Martin, H. (2007b). « [Measurements on steady state heat transfer and flow structure and new correlations for heat and mass transfer in submerged impinging jets](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **50.19-20**, p. 3957–3965 (cf. p. 31, 35, 51, 129).
- Hollworth, B.R. et Gero, L.R. (1985). « [Entrainment effects on impingement heat transfer: Part II-Local heat transfer measurements](#) ». *Journal of Heat Transfer* **107.4**, p. 910–915 (cf. p. 35).
- Hollworth, B.R. et Wilson, S.I. (1984). « [Entrainment effects on impingement heat transfer: Part I-Measurements of heated jet velocity and temperature distributions and recovery temperatures on target surface](#) ». *Journal of Heat Transfer* **106.4**, p. 797 (cf. p. 35).
- Hoogendoorn, C.J. (1977). « [The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **20.12**, p. 1333–1338 (cf. p. 4, 31, 33).
- Hunt, J.C.R., Wray, A.A. et Moin, P. (1988). « Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows ». *Center for Turbulence Research : Proceeding of the Summer Program 1988*. (1988) (cf. p. 90).
- Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. et Button, B. (1992). « [A review of heat transfer data for single circular jet impingement](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **13.2**, p. 106–115 (cf. p. 16, 20, 35).
- Jaramillo, J.E., Pèrez-Segarra, C.D., Rodriguez, I. et Oliva, A. (2008). « [Numerical study of plane and round impinging jets using RANS models](#) ». *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* **54.3**, p. 213–237 (cf. p. 52, 200).
- Jeffers, N., Stafford, J., Conway, C., Punch, J. et Walsh, E. (2016). « [The influence of the stagnation zone on the fluid dynamics at the nozzle exit of a confined and submerged impinging jet](#) ». *Experiments in Fluids* **57.2**, p. 1–15 (cf. p. 20).

- Jefferson-Loveday, R.J. et Tucker, P.G. (2011). « [Wall-resolved LES and zonal LES of round jet impingement heat transfer on a flat plate](#) ». *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* **59.3**, p. 190–208 (cf. p. [53](#), [55](#)).
- Jeong, J. et Hussain, F. (1995). « [On the identification of a vortex](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **285**, p. 69–94 (cf. p. [90](#)).
- Jiang, X., Zhao, H. et Luo, K.H. (2007). « [Direct computation of perturbed impinging hot jets](#) ». *Computers & Fluids* **36.2**, p. 259–272 (cf. p. [53](#), [54](#)).
- Kármán, T. von (1948). « Progress in the Statistical Theory of Turbulence ». *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **34.11**, p. 530–539 (cf. p. [44](#), [174](#)).
- Kataoka, K. (1990). « Impingement heat transfer augmentation due to large scale eddies ». *International Heat Transfer Conference 9* **1** (cf. p. [21](#), [22](#), [30](#), [38](#)).
- Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K. et Mihata, I. (1987). « [The effect of surface renewal due to large scale eddies on jet impingement heat transfer](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **30.3**, p. 559–567 (cf. p. [23](#), [32](#)).
- Kataoka, M. (1985). « [Optimal nozzle-to-plate space for convective heat transfer in nonisothermal variable density impinging jets](#) ». *Drying Technology* **3.2**, p. 235–254 (cf. p. [19](#), [115](#)).
- Katti, V. et Prabhu, S.V. (2008). « [Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **51.17-18**, p. 4480–4495 (cf. p. [31](#), [32](#), [35](#)–[37](#), [39](#)).
- Klein, M., Sadiki, A. et Janicka, J. (2003). « [A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations](#) ». *Journal of Computational Physics* **186.2**, p. 652–665 (cf. p. [56](#)).
- Kolář, V. (2007). « [Vortex identification: New requirements and limitations](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **28.4**, p. 638–652 (cf. p. [90](#)).
- Lantos, N., Plot, S. et Heib, S. (2014). *elsA Theoretical Manual*. Rapp. tech. ELSA/MU-98057. Onera (cf. p. [166](#)).
- Launder, B.E., Reece, G.J. et Rodi, W. (1975). « [Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **68.03**, p. 537–566 (cf. p. [53](#)).
- Le Bras, S. (2016). « Modélisation de paroi et traitement aux interfaces des maillages non conformes pour les simulations aéroacoustiques avec une approche numérique d'ordre élevé ». Thèse de doct. École centrale de Lyon (cf. p. [166](#), [167](#), [230](#)).
- Le Sant, Y. (2001). *Afix 2 : an image processing software for wind tunnel applications*. Rapp. tech. 211/05458. ONERA (cf. p. [79](#)).
- Le Sant, Y., Gardarin, B., Leclaire, B., Geffroy, P. et Soulevant, D. (2007). « Polynomial calibration vs. pinhole calibration ». *7th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. (Rome, Italie, 2007) (cf. p. [79](#)).



- Leclaire, B., Parinet, S., Le Sant, Y., Champagnat, F. et Le Besnerais, G. (2012). « One-step Stereo PIV : Theory and Performances ». *16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. (Lisbonne, Portugal, 2012) (cf. p. 83).
- Lecordier, J.C., Dupont, A., Gajan, P. et Paranthoen, P. (1984). « Correction of temperature fluctuation measurements using cold wires ». *Journal of Physics E : Scientific Instruments* **17.4**, p. 307 (cf. p. 98, 99).
- Lee, D.H., Jo, M.C. et Song, J. (2003). « The effects of nozzle diameter on impinging jet heat transfer and fluid flow ». *Journal of Heat Transfer* **126.4**, p. 554–557 (cf. p. 31).
- Lee, J. et Lee, S. (1999). « Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement ». *Experimental Heat Transfer* **12.2**, p. 137–156 (cf. p. 33, 36, 37, 39).
- Lele, S.K. (1992). « Compact finite difference schemes with spectral-like resolution ». *Journal of Computational Physics* **103.1**, p. 16–42 (cf. p. 166).
- Li, C.-Y. et Garimella, S.V. (2001). « Prandtl-number effects and generalized correlations for confined and submerged jet impingement ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44.18**, p. 3471–3480 (cf. p. 37).
- Liepmann, D. et Gharib, M. (1992). « The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets ». *Journal of Fluid Mechanics* **245**, p. 643–668 (cf. p. 24, 134).
- Liu, S., Meneveau, C. et Katz, J. (1994). « On the properties of similarity subgrid-scale models as deduced from measurements in a turbulent jet ». *Journal of Fluid Mechanics* **275**, p. 83–119 (cf. p. 49).
- Liu, T. et Sullivan, J.P. (1996). « Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39.17**, p. 3695–3706 (cf. p. 25, 26, 38).
- Lodato, G., Vervisch, L. et Domingo, P. (2009). « A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet ». *Physics of Fluids* **21.3**, p. 035102 (cf. p. 5, 54, 55, 168, 192, 230).
- Lytle, D. et Webb, B.W. (1994). « Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **37.12**, p. 1687–1697 (cf. p. 17, 31, 36, 39).
- Martin, H. (1977). « Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces ». *Advances in Heat Transfer* **13**, p. 1–60 (cf. p. 16, 20, 35).
- McNaughton, K.J. et Sinclair, C.G. (1966). « Submerged jets in short cylindrical flow vessels ». *Journal of Fluid Mechanics* **25.02**, p. 367–375 (cf. p. 21).
- Meliga, P. et Chomaz, J.-M. (2011). « Global modes in a confined impinging jet: application to heat transfer and control ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **25.1**, p. 179–193 (cf. p. 231).
- Meneveau, C., Lund, T.S. et Cabot, W.H. (1996). « A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics* **319**, p. 353–385.
- Menter, F.R. (1993). « Zonal Two Equation Kappa-Omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows ». *AIAA Fluid Dynamics Conference*. (Orlando, USA, 1993) (cf. p. 46, 51, 149).
- Menter, F., Kuntz, M. et Langtry, R. (2003). « Ten years of industrial experience with the SST turbulence model ». *Turbulence, heat and mass transfer* **4**, p. 625–632 (cf. p. 149).

- Meola, C. (1996). « [Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer](#) ». *Experimental Thermal and Fluid Science* 1, p. 29–37 (cf. p. 34).
- Meola, C., Cardone, G., Carmicino, C. et Carlomagno, G. (2000). « Fluid dynamics and heat transfer in an impinging air jet ». *9th International Symposium on flow visualization*. (Göttingen, Allemagne, 2000) (cf. p. 21, 31, 42).
- Mi, J., Nathan, G.J. et Nobes, D.S. (2001a). « [Mixing characteristics of axisymmetric free jets from a contoured nozzle, an orifice plate and a pipe](#) ». *Journal of Fluids Engineering* 123.4, p. 878–883 (cf. p. 19).
- Mi, J., Nobes, D.S. et Nathan, G.J. (2001b). « Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet ». *Journal of Fluid Mechanics* 432, p. 91–125 (cf. p. 24, 25, 137).
- Micheli, F., Lavieille, M. et Millan, P. (2006). « ASSA, un outil de référence pour le traitement du signal en vélocimétrie laser. » *10e Congrès Francophone de Techniques Laser*. (Toulouse, France, 2006) (cf. p. 73).
- Micheli, F. (2013). *Étalonnage d'un vélocimètre laser à franges*. Rapp. tech. 1/15062. ONERA (cf. p. 69).
- Nagib, H.M. et Chauhan, K.A. (2008). « [Variations of von Karman coefficient in canonical flows](#) ». *Physics of Fluids* 20.10, p. 101518 (cf. p. 112).
- Nicolas, F., Todoroff, V., Plyer, A., Le Besnerais, G., Donjat, D., Micheli, F., Champagnat, F., Cornic, P. et Le Sant, Y. (2015). « [A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background-oriented schlieren \(BOS\) measurements](#) ». *Experiments in Fluids* 57.1, p. 1–21 (cf. p. 230).
- Nicoud, F. et Ducros, F. (1999). « [Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor](#) ». *Flow, Turbulence and Combustion* 62.3, p. 183–200.
- Nishino, K., Samada, M., Kasuya, K. et Torii, K. (1996). « [Turbulence statistics in the stagnation region of an axisymmetric impinging jet flow](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17.3, p. 193–201 (cf. p. 17, 20, 52, 117).
- Nobach, H. (2015). « [Corrections to the direct spectral estimation for laser Doppler data](#) ». *Experiments in Fluids* 56.5, p. 1–13 (cf. p. 74, 75).
- Nortershauser, D. et Millan, P. (2000). « [Resolution of a three-dimensional unsteady inverse problem by sequential method using parameter reduction and infrared thermography measurements](#) ». *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications* 37.6, p. 587–611 (cf. p. 102).
- O'Donovan, T.S. et Murray, D.B. (2007a). « [Jet impingement heat transfer - Part I: Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, p. 3291–3301 (cf. p. 31, 37).
- (2007b). « [Jet impingement heat transfer - Part II: A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.17-18, p. 3302–3314 (cf. p. 21, 24, 25, 39, 139).
- Olsson, M. et Fuchs, L. (1998). « [Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet](#) ». *Physics of Fluids* 10.2, p. 476–486 (cf. p. 54, 55).

- Park, T.S. et Sung, H.J. (2001). « [Development of a near-wall turbulence model and application to jet impingement heat transfer](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **22.1**, p. 10–18 (cf. p. 52).
- Persoons, T. et O'Donovan, T.S. (2011). « [High dynamic velocity range particle image velocimetry using multiple pulse separation imaging](#) ». *Sensors* **11.1**, p. 1–18 (cf. p. 58).
- Petera, K. et Dostal, M. (2016). « [Heat transfer measurements and CFD simulations of an impinging jet](#) ». *EPJ Web of Conferences* **114**, p. 02091 (cf. p. 53).
- Petz, C., Kasten, J., Prohaska, S. et Hege, H.-C. (2009). « [Hierarchical vortex regions in swirling flow](#) ». *Computer Graphics Forum* **28.3**, p. 863–870 (cf. p. 91).
- Piomelli, U. et Chasnov, J.R. (1996). « Large-eddy simulations : Theory and applications ». *Turbulence and Transition Modelling*. 2, p. 269–336 (cf. p. 50, 165, 170, 171).
- Piomelli, U. (2008). « [Wall-layer models for large-eddy simulations](#) ». *Progress in Aerospace Sciences* **44.6**, p. 437–446 (cf. p. 50).
- Popiel, C.O. et Trass, O. (1991). « [Visualization of a free and impinging round jet](#) ». *Experimental Thermal Fluid Science* **4**, p. 253–264 (cf. p. 4, 21, 25–27, 39, 131).
- Prasad, A.K. (2000). « Stereoscopic particle image velocimetry ». *Experiments in fluids* **29.2**, p. 103–116 (cf. p. 77, 79).
- Raffel, M., Willert, C.E., Kompenhans, J. et al. (2013). *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer (cf. p. 77).
- Refloch, A. et al. (2011). « CEDRE Software ». *AerospaceLab* 2, p. 1–10 (cf. p. 151).
- Reulet, P., Nortershauser, D. et Millan, P. (2003). « [Inverse method using infrared thermography for surface temperature and heat flux measurements](#) ». *20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*. (2003), p. 118–126 (cf. p. 102, 104, 105).
- Rohlf, W., Haustein, H.D., Garbrecht, O. et Kneer, R. (2012). « [Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet: Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55.25–26**, p. 7728–7736 (cf. p. 20, 26, 28, 39, 40, 42, 53, 54, 130).
- Roux, S., Fénot, M., Lalizel, G., Brizzi, L.-E. et Dorignac, E. (2011). « [Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54.15-16**, p. 3277–3290 (cf. p. 21, 31, 33, 34, 131).
- Roux, S. (2011). « Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement ». Thèse de doct. Université de Poitiers (cf. p. 16, 24, 26, 28).
- San, J.-Y., Huang, C.-H. et Shu, M.-H. (1997). « [Impingement cooling of a confined circular air jet](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40.6**, p. 1355–1364 (cf. p. 34).
- Schlichting, H. (1979). *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill (cf. p. 113).
- Shum-Kivan, F., Duchaine, F. et Gicquel, L. (2014). « [Large-eddy simulation and conjugate heat transfer in a round impinging jet](#) ». *ASME Turbo Expo 2014 : Turbine Technical Conference and Exposition*. (Düsseldorf, Allemagne, 2014) (cf. p. 54, 55, 168).

- Smagorinsky, J. (1963). « [General circulation experiments with the primitive equations](#) ». *Monthly Weather Review* **91.3**, p. 99–164 (cf. p. 49).
- Sodjavi, K., Montagné, B., Bragança, P., Meslem, A., Byrne, P., Degouet, C. et Sobolik, V. (2016). « [PIV and electrodiffusion diagnostics of flow field, wall shear stress and mass transfer beneath three round submerged impinging jets](#) ». *Experimental Thermal and Fluid Science* (cf. p. 5, 21, 26, 27, 30, 40, 42).
- Spalart, P. et Allmaras, S. (1982). « [A one-equation turbulence model for aerodynamic flows](#) ». *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. (Reno, USA, 1982) (cf. p. 46).
- Tagawa, M., Kato, K. et Ohta, Y. (2005). « [Response compensation of fine-wire temperature sensors](#) ». *Review of Scientific Instruments* **76.9**, p. 094904 (cf. p. 97).
- Tam, C.K. et Dong, Z. (1996). « [Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow](#) ». *Journal of Computational Acoustics* **04.02**, p. 175–201 (cf. p. 172, 173, 175, 181).
- Tsubokura, M., Kobayashi, T., Taniguchi, N. et Jones, W. (2003). « [A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **24.4**, p. 500–511 (cf. p. 53–55).
- Tsujimoto, K., Ishikura, T., Shakouchi, T. et Ando, T. (2009). « [Direct numerical simulation of active-controlled impinging jets](#) ». *Journal of Fluid Science and Technology* **4.2**, p. 279–291 (cf. p. 53, 54).
- Tummers, M.J., Jacobse, J. et Voorbrood, S.G. (2011). « [Turbulent flow in the near field of a round impinging jet](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54.23-24**, p. 4939–4948 (cf. p. 4, 17, 26, 30, 39).
- Uddin, N. (2008). « [Turbulence Modeling of Complex Flows in CFD](#) ». Thèse de doct. Universität Stuttgart (cf. p. 16, 37, 42).
- Uddin, N., Neumann, S.O. et Weigand, B. (2013). « [LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution](#) ». *International Journal of Heat and Mass Transfer* **57.1**, p. 356–368 (cf. p. 5, 20, 40, 41, 55, 185, 205, 212, 217, 223, 229).
- Uddin, N., Neumann, S.O., Weigand, B. et Younis, B.A. (2009). « [Large-Eddy simulations and heat-flux modeling in a turbulent impinging jet](#) ». *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications* **55.10**, p. 906–930 (cf. p. 52, 117, 221).
- Vanpouille, D., Aupoix, B. et Laroche, E. (2015). « [Development of an explicit algebraic turbulence model for buoyant flows à Part 2: Model development and validation](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **53**, p. 195–209 (cf. p. 230).
- Vinze, R., Chandel, S., Limaye, M.D. et Prabhu, S.V. (2016). « [Influence of jet temperature and nozzle shape on the heat transfer distribution between a smooth plate and impinging air jets](#) ». *International Journal of Thermal Sciences* **99**, p. 136–151 (cf. p. 35).
- Violato, D., Ianiro, A., Cardone, G. et Scarano, F. (2012). « [Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets](#) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow* **37**, p. 22–36 (cf. p. 5, 21, 24, 27, 29, 134, 231).
- Visbal, M.R. et Gaitonde, D.V. (1999). « [High-order-accurate methods for complex unsteady subsonic flows](#) ». *AIAA Journal* **37.10**, p. 1231–1239 (cf. p. 50).

- Visbal, M.R. et Gaitonde, D.V. (2002). « [On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes](#) ». *Journal of Computational Physics* **181.1**, p. 155–185 (cf. p. [166](#), [167](#), [206](#)).
- Viskanta, R. (1993). « [Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets](#) ». *Experimental Thermal and Fluid Science* **6.2**, p. 111–134 (cf. p. [16](#), [20](#)).
- Welch, P. (1967). « [The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms](#) ». *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* **15.2**, p. 70–73 (cf. p. [73–75](#), [100](#)).
- Wilke, R. et Sesterhenn, J. (2015). « [Direct numerical simulation of heat transfer of a round subsonic impinging jet](#) ». *Active Flow and Combustion Control 2014*. 127. Springer, p. 147–159 (cf. p. [40](#), [42](#), [53](#), [54](#)).
- Wu, W. et Piomelli, U. (2015). « [Large-eddy simulation of impinging jets with embedded azimuthal vortices](#) ». *Journal of Turbulence* **16.1**, p. 44–66 (cf. p. [28](#), [55](#), [224](#)).
- Wu, X. et Moin, P. (2008). « [A direct numerical simulation study on the mean velocity characteristics in turbulent pipe flow](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **608**, p. 81–112 (cf. p. [113](#)).
- Xu, G. et Antonia, R. (2002). « [Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet](#) ». *Experiments in Fluids* **33.5**, p. 677–683 (cf. p. [24](#), [25](#)).
- Yoshizawa, A., Tsubokura, M., Kobayashi, T. et Taniguchi, N. (1996). « [Modeling of the dynamic subgrid-scale viscosity in large eddy simulation](#) ». *Physics of Fluids* **8.8**, p. 2254–2256.
- Younis, B.A., Weigand, B. et Spring, S. (2006). « [An explicit algebraic model for turbulent heat transfer in wall-bounded flow with streamline curvature](#) ». *Journal of Heat Transfer* **129.4**, p. 425–433 (cf. p. [52](#)).
- Yule, A.J. (1978). « [Large-scale structure in the mixing layer of a round jet](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **89.03**, p. 413–432 (cf. p. [22](#), [23](#)).
- Zaman, K.B.M.Q. et Hussain, A.K.M.F. (1984). « [Natural large-scale structures in the axisymmetric mixing layer](#) ». *Journal of Fluid Mechanics* **138**, p. 325–351 (cf. p. [22](#)).
- Zuckerman, N. et Lior, N. (2006). « [Jet impingement heat transfer: Physics, correlations, and numerical Modeling](#) ». *Advances in Heat Transfer* **39**, p. 565–631 (cf. p. [5](#), [16](#), [20](#), [35](#), [51](#), [160](#)).



## Caractérisation expérimentale et simulations numériques d'un jet chaud impactant

Cette thèse porte sur la caractérisation expérimentale et la simulation numérique d'une configuration de jet rond en impact peu rencontrée dans la littérature : un jet chauffé issu d'une conduite pleinement développée à un haut nombre de Reynolds ( $Re_D = 60\,000$ ) impacte normalement une paroi située à trois diamètres en aval. Le premier volet de ce travail est dédié à la génération d'une base de donnée expérimentale à l'aide de plusieurs moyens de mesure, avec pour objectif de caractériser à la fois la dynamique et la thermique de l'écoulement. Les techniques complémentaires de vélocimétrie laser à franges (LDV) et vélocimétrie par image de particules (S-PIV) ont été mises à profit pour la caractérisation du champ de vitesse et du tenseur de Reynolds tandis que les champs de température moyenne et fluctuante ont été mesurés à l'aide d'un fil froid. Enfin, les échanges thermiques au niveau de la paroi ont été obtenus par la méthode inverse de thermographie en face arrière (TheFA). En plus de fournir une base de donnée très complète nécessaire à la validation des simulations numériques, ces mesures ont également permis de mettre en évidence l'organisation à grande échelle de l'écoulement, avec la présence de grandes structures tourbillonnaires dont la fréquence de passage correspond au mode colonne du jet libre et qui s'approchent de la paroi d'impact aux alentours du second maximum observé dans la distribution des échanges pariétaux. Le second volet concerne les simulations numériques visant à reproduire la configuration expérimentale. Deux approches ont été évaluées : l'approche RANS pour quantifier la pertinence des modèles utilisés par les industriels et l'approche LES, plus coûteuse, mais donnant accès aux propriétés instationnaires et tridimensionnelles de l'écoulement. Les simulations RANS ont montré que les modèles reconnus comme les plus performants pour ce type de configuration sont incapables de prévoir correctement le niveau des échanges pariétaux. Ils sont, en revanche, bien reproduits par la simulation LES. Les données obtenues ont été mises à profit pour mieux comprendre les mécanismes liés à l'apparition du second maximum. Cette analyse a mis en avant le rôle des « points chauds ». Seuls certains d'entre eux ont pu être reliés à la présence de régions « décollées » tandis que la majorité est associée à des structures allongées dans la direction de l'écoulement.

**Mots clés** : jet impactant, convection forcée, turbulence, structures tourbillonnaires, simulation aux grandes échelles, second maximum.

---

## Experimental characterisation and numerical simulations of a hot impinging jet

This thesis is dedicated to the experimental characterisation and the numerical simulations of a round impinging jet configuration seldom dealt with in the literature : a heated jet issues from a pipe fully developed pipe at a high Reynolds number ( $Re_D = 60\,000$ ) and normally impinges a plate located three diameters downstream. The first part of this work is directed towards the generation of an experimental database by means of several measurement techniques in order to characterise both the dynamical and thermal flow features. The complementary techniques of laser Doppler velocimetry (LDV) and particle image velocimetry (S-PIV) allowed for the velocity and Reynolds tensor field characterisation. The mean and fluctuating temperature fields were measured through cold-wire thermometry. Finally, the plate heat transfer distribution was obtained through the inverse method of « rear face thermography » (TheFA). The gathered data not only provided a comprehensive database necessary to validate numerical simulations but also permitted to highlight the large-scale flow organisation, with the presence of large vortices shedding at the free jet preferred mode and closely approaching the plate in the vicinity of the secondary peak observed in the heat transfer distribution. The second part of this thesis focuses on the numerical simulations aiming at reproducing the experimental configuration. Two approaches were evaluated : the RANS approach in order to quantify the relevance of industrial turbulence models and the Large-Eddy Simulation, more expensive, but providing the 3D unsteady flow features. The RANS simulations showed that the models recognised as the most efficient for this kind of configuration are unable to correctly predict the heat transfer levels. They are, on the other hand, well reproduced by the LES. The generated data allowed for better understanding of the mechanisms leading to the secondary peak. This analysis highlighted the prominent role of the "hot spots", where only some of them can be related to « separated » regions, while the majority are associated with streamwise elongated structures.

**Keywords** : impinging jet, convective heat transfer, turbulence, vortical structures, Large-Eddy Simulation, secondary peak.