



HAL
open science

Mesure du frottement aérodynamique à l'aide d'un revêtement luminescent

Raphaël Vetu

► **To cite this version:**

Raphaël Vetu. Mesure du frottement aérodynamique à l'aide d'un revêtement luminescent. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Poitiers, 2008. Français. NNT : . tel-00476859

HAL Id: tel-00476859

<https://theses.hal.science/tel-00476859>

Submitted on 27 Apr 2010

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

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

THÈSE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique)
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides

présentée par :

Raphaël VÉTU

Mesure du frottement aérodynamique à l'aide d'un revêtement
luminescent

Directeur de thèse : Laurent JACQUIN

Soutenue le 15 décembre 2008
devant la commission d'Examen

JURY

J.P. DUSSAUGE	Rapporteur
A. KOURTA	Rapporteur
A. FARCY	
L. JACQUIN	Directeur
J. BORÉE	Co-Directeur
Y. LE SANT	

"Plus les choses changent et plus elles restent les mêmes"

S.P.



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Yves Lesant , ingénieur de recherche au sein du Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE) de l'Office Nationale d'Etude et de Recherches Aérospatiales (ONERA) de m'avoir proposé un sujet aussi riche et de m'avoir ainsi lancé sur les rails de la métrologie. Sa rigueur scientifique et technique ont permis d'apporter un regard très critique sur l'ensemble des résultats. En particulier son intervention et sa disponibilité dans la phase ultime de mes travaux a été particulièrement appréciable.

En outre je désire remercier solennellement Laurent Jacquin, directeur du DAFE et turbulent professeur d'avoir accepté de diriger cette thèse. Oui, le charisme, le talent et l'expérience que dégage Laurent Jacquin sont un modèle, une véritable école de la science, qui, pour le citer " forme de véritables soldats ". Bien évidemment je remercie aussi Jacques Borée, professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) et Directeur de Recherche au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers d'avoir accepté de diriger cette thèse en parallèle avec Laurent Jacquin. Bien que nos contacts fussent nettement moins fréquents, c'est en grande partie grâce à Jacques Borée qu'il a été possible d'achever cette thèse. Et pour cela je lui en serai éternellement reconnaissant.

J'adresse par ailleurs mes plus sincères remerciements à Jean-Paul Dussauge Directeur de Recherche à l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) et Azeddine Kourta, Directeur de Recherche au Centre National de Recherche Scientifique (CNRS), qui m'ont fait l'honneur de relire mes travaux. Je suis encore une fois désolé pour la frustration que j'ai désiré partager avec le lecteur dans ce manuscrit, fruit d'un travail expérimental parfois gargantuesque qui ouvre nombre de voies malheureusement non explorées car hors sujet. Mais comme Jean-Paul Dussauge l'a si bien fait remarquer " il est parfois nécessaire de fermer les portes pour trouver son chemin ". J'ajouterai enfin à mes rapporteurs que j'ai particulièrement apprécié l'intérêt manifesté lors de la soutenance de cette thèse, et le plaisir que j'ai eu à répondre à vos nombreuses interrogations. Pour les mêmes raisons, et donc pour avoir accepté de faire partie de mon jury, je tiens également à adresser à Alain Farcy, Professeur à l'ENSMA et chercheur au LEA mes sincères remerciements. En particulier j'ai beaucoup apprécié le regard d'expérimentateur porté par Alain Farcy sur mes travaux.

Maintenant j'aimerais m'adresser à ces personnes de la lumière (et non de l'ombre) qui m'ont aidé, de part leur disponibilité et leurs critiques. Ces personnes sont le véritable bras armé de la métrologie à l'ONERA. En premier lieu je pense bien sûr à Marie-Claire Mérienne, experte en Peintures Sensibles à la Pression, à qui j'empruntais régulièrement conseils et matériel, sans vraiment assimiler le concept de rangement dans un laboratoire... Et puis bien sûr merci au dynamique Jean-Charles Abart, " mister PIV " avec qui j'ai passé de longues et agréables heures à manipuler son bras télescopique qui avait tant de succès et humer des gouttelettes d'huile d'olive. Je pense aussi beaucoup à Francis Micheli dont j'ai regretté la migration vers un autre département de l'ONERA. Oui Francis est un véritable G33k au service de la métrologie optique, une véritable arme de destruction massive du traitement signal, merci pour tes conseils et tes idées parfois saugrenues que je me suis attaché à mettre en oeuvre. Et enfin merci à mon papa adoptif à durée déterminée, merci à toi Gilles Losfeld, véritable McGyver de la métrologie et en particulier de la vélocimétrie LASER, sans toi tellement de choses auraient été beaucoup plus compliquées voire irréalisables...

Evidemment je ne peux oublier Philippe Jeffroy, Ingénieur à l'efficacité insolente, mais aussi François Bécavin photographe de mode pour souffleries, et " tous ceux que j'oublie " qui se reconnaîtront facilement, et qui ont eu pour moi une place de choix parfois plus sociale que scientifique. D'ailleurs parmi ceux que j'oublie, il y a mes compagnons de galère, tous ces thésards ou stagiaires avec qui nous avons partagé tant de pauses café pleines de discussion technique, problèmes de coeur ou tout simplement de spleen (et non spline) du thésard. En particulier, Seb, merci beaucoup mon ami, mais t'as pas encore fini ta thèse, allez au boulot !

En parlant d'ami, je vous remercie tous, mes amis de m'avoir aéré l'esprit, motivé, entraîné, parfois sorti de l'autarcie de la rédaction. Et surtout d'avoir bien veillé à ce que j'emmène tout ceci jusqu'au bout, on ne sait jamais. Grâce à vous tous, je n'ai rien lâché même lorsque c'était douloureux. Mais ce paragraphe ne saurait être complet sans un mot pour mon Francky, mon frère, mon alter ego version petit blondinet, sans qui rien n'aurait été pareil, merci pour tout ce que tu as fait pour moi, cher docteur, et pour tout ce que tu fais encore aujourd'hui !

Caroline, mon amour, merci d'avoir été présente sur la fin de ma thèse, d'avoir donné sans compter et aussi un peu subi mes humeurs (tu me le dois bien), t'avoir près de moi est un bonheur quotidien ! Toutefois ne m'en tiens pas rigueur mais je dois aussi remercier les autres femmes qui m'ont soutenu durant cette thèse. Mesdames, je vous remercie pour votre chaleureuse compagnie, sans vous je serais devenu fou !

Et enfin mes dernières pensées, essentielles et pures, vont vers mes parents et mes grands-mères ! Merci pour votre patience, votre amour et votre soutien inconditionnels, je pensais à vous chaque jour de cette interminable thèse, j'espère que vous êtes fiers de moi, car moi j'ai toujours été et je serai toujours fier de vous.



Abstract

RÉSUMÉ

Ce travail concerne la mise au point d'une technique de mesure du frottement pariétal basée sur l'analyse de la dégradation d'une Peinture Sensible à la Pression (PSP). Cette dégradation est due à la diffusivité d'un de ses composants : le Pyrène. L'échange de Pyrène à l'interface est lié aux propriétés de l'écoulement à la paroi. Un modèle de dégradation est proposé puis testé expérimentalement dans une configuration de jet d'air subsonique axisymétrique impactant une plaque plane. L'écoulement est caractérisé par Vélocimétrie LASER (PIV et VLF). Ces techniques sont ensuite adaptées à la mesure de vitesse près de la paroi, afin de déterminer le frottement pariétal. L'analyse simultanée de la dégradation de la PSP sous l'effet du jet impactant et des mesures de frottement permet d'apprécier la validité du modèle associant les deux phénomènes. En particulier, le processus mis en évidence ne montre pas une dépendance directe au frottement pariétal. Il semble en effet que le phénomène responsable de la dégradation du revêtement soit lié aux fluctuations de pression et de vitesse à la paroi.

Mots-clefs : frottement pariétal ; dégradation ; luminescence ; quenching ; Pyrène ; Vélocimétrie LASER à Franges (VLF) ; Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) ; Peinture Sensible à la Pression.

ABSTRACT

The present study is devoted to shear stress measurements by means of the Pressure Sensitive Paint (PSP) optical degradation. This degradation is the consequence of the diffusivity of a PSP component through the interface between PSP and the flow. A model is proposed, which is based on this principle. It is tested experimentally by considering the case of an axisymmetric subsonic air jet impinging on a flat plate. Mean and turbulent flows are characterized by LASER Velocimetry techniques (PIV and LDV). Those techniques are subsequently adapted to sub layer velocity measurement, in order to deduce wall shear stress. PSP degradation is measured in this flow. The confrontation of those results doesn't allow the validation of the technique or the degradation model. The process responsible for degradation may be linked to wall pressure or velocity fluctuations.

Keywords : shear stress ; degradation ; luminescence ; quenching ; Pyrene ; LASER Doppler Velocimetry (LDV) ; Particle Image Velocimetry (PIV) ; Pressures Sensitive Paint (PSP).



Table des matières

1	Techniques de mesure récentes des contraintes pariétales	19
1.1	La technique PSP	19
1.1.1	La photoluminescence	20
1.1.2	”Quenching” - Application à la mesure de pression	20
1.1.3	PSP développées à l’ONERA	22
1.2	Techniques de mesure du frottement pariétal	22
1.2.1	Mesure des profils de vitesse près de la paroi	23
1.2.2	Mesure à l’aide d’un film d’huile	23
1.2.3	Mesure à l’aide de cristaux liquides	23
1.2.4	Mesure à l’aide de Systèmes Micro-Électro-Mécaniques (MEMS)	24
1.2.5	Mesure à l’aide de ’micro piliers’	25
1.2.6	Synthèse	26
2	Analyse de la dégradation de la PSP	27
2.1	Une observation expérimentale : la dégradation optique d’une PSP	27
2.1.1	Lunette arrière d’une automobile	29
2.1.2	Plaque plane	30
2.1.3	Perspectives	32
2.2	Mécanismes de dégradation de la PSP PyGd	33
2.2.1	Composition de la PSP PyGd	33
2.2.2	Diffusivité du Pyrène dans la résine PDMS	33
2.2.3	Influence de la température sur la diffusivité	36
2.2.4	Synthèse	36
2.3	Modélisation de la dégradation	37
2.3.1	Diffusion du Pyrène au sein de la peinture	37
2.3.2	Transport du Pyrène par un écoulement	38
2.3.3	Convection forcée	38

2.4	État de surface de la PSP	41
2.4.1	Porosité de la résine	41
2.4.2	Rugosité de la résine	41
2.5	Synthèse	42
3	Moyens techniques	43
3.1	Description de l'écoulement	43
3.1.1	Écoulement de jet libre	46
3.1.2	Impact du jet au centre d'une plaque plane circulaire	46
3.1.3	Jet de paroi radial	48
3.1.4	Frottement pariétal dans l'écoulement de jet de paroi radial	51
3.2	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	53
3.3	Vélocimétrie Laser à Franges (VLF)	55
3.4	PSP	56
4	Mesure de champ	61
4.1	Caractérisation du jet impactant par PIV	61
4.1.1	Cartographies instantanées	62
4.1.2	Post-traitement	63
4.1.3	Champs de vitesse moyenne et fluctuante	63
4.1.4	Jet libre	64
4.1.5	Zone d'impact	64
4.1.6	Jet de paroi	64
4.2	Caractérisation du jet impactant par la technique VLF à deux composantes	65
4.2.1	Jet libre	65
4.2.2	Écoulement de paroi	66
4.3	Synthèse	66
5	Mesure des grandeurs pariétales	75
5.1	Mesure du frottement pariétal par VLF en configuration "approche paroi"	78
5.1.1	Profils de vitesse moyenne	78
5.1.2	Grandeurs caractéristiques du jet de paroi	78
5.1.3	Effet miroir	80
5.1.4	Coefficient de frottement	80
5.1.5	Fluctuations de vitesses près de la paroi	82
5.2	Mesure de la dégradation de la PSP	87
5.2.1	Dégradation de la PSP PyGd	87
5.2.2	Evolution de la dégradation en cours d'essai	87
5.2.3	Pression pariétale	89
5.2.4	Relation entre la dégradation et l'écoulement à la paroi	89
5.2.5	Interprétation des résultats	92

5.2.6	Seconde analyse des premiers tests de dégradation du revêtement PSP	92
Conclusions		95
Références		97
A Solutions approchées de l'équation de quantité de mouvement		101
B Propriétés statistiques et intervalles de confiance		103
B.1	Moments statistiques	103
B.2	Intervalles de confiance	103
B.3	Loi de propagation des erreurs	104
C Loi de Beer-Lambert		105
D Configuration de l'installation pour les essais PIV		107
E Post-traitement des résultats PIV		111
F Erreurs et incertitudes sur les mesures PIV		113
F.1	Discrétisation des images et détection de pics	113
F.2	Convergence statistique	115
F.3	Convergence statistique pour les mesures PIV proche paroi	115
F.4	Montage expérimental	115
F.5	Synthèse	117
G Configuration de l'installation pour les essais VLF		119
G.1	Principe de la technique VLF	119
G.2	Configuration utilisée pour les mesures VLF à deux composantes	119
G.2.1	Banc d'émission	119
G.2.2	Banc de réception	124
G.3	Ensemencement	124
G.4	Conditions d'essais	125
G.5	Paramètres du système d'acquisition	125
G.5.1	Échantillonnage	125
G.5.2	Validation des mesures	127
H Configuration de l'installation pour les essais VLF en "approche paroi"		129
H.1	Système VLF en configuration "approche paroi"	129
H.1.1	Banc d'émission	129
H.1.2	Banc de réception	129
H.2	Paramètres du système d'acquisition	132
H.2.1	Points de mesure	132
H.2.2	Échantillonnage	132

H.2.3	Validation des mesures	133
H.3	Montage expérimental	133
H.3.1	Conditions d'essais	133
H.3.2	Campagnes d'essais	134
I	Erreurs et incertitudes sur les mesures VLF	135
I.1	Incertitudes dues au système VLF	135
I.1.1	Franges d'interférences	135
I.1.2	Bancs de déplacement	135
I.2	Biais de mesures	135
I.2.1	Biais de filtrage	135
I.2.2	Biais d'angles	136
I.2.3	Biais de vitesses	136
I.2.4	Biais dû aux gradients de vitesses	137
I.3	Cas des mesures VLF 1D en configuration "approche paroi"	137
I.4	Synthèse	140
J	Configuration du système PSP	143
K	Erreurs et incertitudes sur les mesures PSP	149
K.1	Sensibilité angulaire	149
K.2	Photo-dégradation	149
K.3	Indétermination sur le temps	149
K.4	Sensibilité à la température	150
K.5	Statistiques	150



Notations

Écoulements fluides

μ : Viscosité moléculaire de l'air.

ρ : Densité de l'air.

ν : Viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho}$.

ϵ_0 : Viscosité turbulente.

U_e : Vitesse extérieure, correspond à l'écoulement potentiel.

\vec{V} : Vecteur vitesse d'une particule fluide dans l'écoulement.

r, z : Coordonnées radiale et verticale du repère lié à la sortie du jet.

x, y : Coordonnées radiale et verticale du repère lié au jet de paroi.

u, w : Composantes horizontale et verticale de \vec{V} dans le repère du jet libre.

u, v : Composantes horizontale et verticale de \vec{V} dans le repère du jet de paroi.

τ : Frottement.

τ_p : Frottement pariétal.

$\tau_t = -\rho \overline{u'v'}$: Tensions turbulentes.

C_f, C_F : Coefficients de frottement local et absolu.

δ : Épaisseur de couche limite.

δ^* : Épaisseur de déplacement.

Θ : Épaisseur de quantité de mouvement.

H : Paramètre de forme.

L_{int} : Échelle intégrale de turbulence.

l_τ : Épaisseur visqueuse.

$d_{\frac{1}{2}}, y_{\frac{1}{2}}$: Demi-épaisseurs du jet libre et du jet de paroi.

p : Pression.

p' : Composante fluctuante de p .

T : Température absolue.

T_g : Température de transition vitreuse.

Re : Nombre de Reynolds.

PSP

Q : Charge électrostatique.

\vec{p} : Moment dipolaire.

ϵ_0 : Perméabilité diélectrique d'un milieu.

k_1, k_{-1} : Constantes de formation de l'excimère de Pyrène.

P_e : Perméabilité.

$\nu_{solvdant}$: Viscosité cinématique du solvant.

D_{per}, S_{per} : Diffusivité et solubilité du perméant dans la résine.

DP : degré de polymérisation du polymère.

M_m : Masse moléculaire de la chaîne PDMS.

f_g : fraction de volume libre.

α_f : Coefficient d'expansion thermique.

C_1^g, C_2^g : Constantes dépendant de la nature du polymère.

\aleph_A : Nombre d'Avogadro.

k_B : Constante de Boltzmann.

Sc : Nombre de Schmidt.

R_t : Écart maximal de rugosité.

h_i : Amplitude du *i*eme pic de rugosité.

R_a : Rugosité moyenne.

Montage expérimental

$D = 2R$: Diamètre du tube.

L : Longueur du tube.

D_{Plaque} : Diamètre de la plaque plane circulaire.

h : Distance d'impact.

Ψ : Fonction de courant.

f, Φ, ω : Fonctions.

y_{max} : Position de $\overline{u_{max}}$.

U, V : Composantes radiale et verticale de la vitesse extérieure dans un écoulement laminaire sur un dièdre.

K : Moment du jet.

Q_{vol} : Débit volumique.

p_s : Pression statique.

p_A : Pression d'arrêt.

p_{dyn} : Pression dynamique.

p_{i_0} : Pression génératrice.

Statistiques

$\langle \beta \rangle$: Moyenne spatiale d'une variable β .

$\bar{\beta}$: Moyenne temporelle d'une variable β .

$RMS(\beta) = Sdev(\beta) = \sqrt{\beta'^2}$: Écart quadratique d'une variable β .

Indices

p : paroi.

$crit$: Valeur critique d'une grandeur.

$carac$: Grandeur caractéristique.

c : Valeur sur l'axe.

l : Grandeur prise au niveau de la bouche du jet.

$l/2$: Relatif à la demi épaisseur locale.

max : Valeur maximale locale.

lam : Pour un écoulement laminaire.

$turb$: Pour un écoulement turbulent.

tr : Correspond à la transition entre les écoulements laminaire et turbulent.

atm : Atmosphérique.

$plaque$: Lié à la plaque plane circulaire.

Exposants

$*$: Variable adimensionnée par rapport aux grandeurs caractéristiques de la couche limite.

$+$: Variable adimensionnée par rapport au grandeurs caractéristiques à la paroi.

$'$: Composante fluctuante d'une variable.

$+$: Variable adimensionnée par rapport au grandeurs caractéristiques de la sous-couche visqueuse.

$*$: Variable adimensionnée par rapport au grandeurs caractéristiques de la couche limite.



Introduction

Les **Peintures Sensibles à la pression** (PSP) constituent un moyen efficace de mesure de la pression aérodynamique pariétale.¹ L'atout majeur de cette technique est de restituer un champ de pression pariétale continu sur tout type de profil aérodynamique, pour des incertitudes de mesures qui la rendent compétitive vis à vis des techniques usuelles basées sur l'utilisation de capteurs de pression. Un des premiers modèles de PSP développé au Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale DAFE² exploite les propriétés de luminescence d'un hydrocarbure insaturé : le **Pyène**. Les premiers essais en soufflerie ont mis en évidence une lente **dégradation** optique de la peinture et que cette dégradation suit une topologie semblable à celle des lignes de frottements. Ce résultat a suscité notre intérêt puisque les principales techniques visant à mesurer le **frottement aérodynamique** sur un corps sont encore en développement. L'idée que la PSP puisse offrir l'opportunité de mesurer simultanément pression et frottement pariétaux a donc été explorée.

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'exploiter la **dégradation** d'une Peinture Sensible à la Pression (**PSP**) afin de déterminer si elle peut être reliée au **frottement aérodynamique pariétal**. Dans un premier temps nous présentons les principes de la technique PSP, ainsi que les principales techniques utilisées par les expérimentateurs dans la mesure du frottement pariétal.

Dans le second chapitre, nous présentons les premiers résultats de dégradation en soufflerie. Les processus physico-chimiques responsables de la dégradation optique de la PSP PyGd sont alors identifiés, nous pouvons alors proposer un modèle liant les propriétés de l'écoulement de paroi à la dégradation. Ce modèle a été testé expérimentalement sur une configuration de jet d'air impactant un obstacle plan. Le montage expérimental ainsi que les moyens de mesure utilisés sont décrits dans le chapitre 3. La caractérisation du champ de vitesse dans l'écoulement est ensuite réalisée dans le chapitre 4.

Le frottement pariétal a été déterminé à partir de la mesure de la vitesse au plus près de la paroi. Pour ce faire nous avons utilisé une technique de vélocimétrie spécifique qui permet de calculer le frottement pariétal. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 5, puis comparés à la dégradation de la PSP. Bien que la technique montre une grande sensibilité à la qualité de l'air, la dégradation de la PSP semble dépendre du coefficient de convection à l'interface peinture-écoulement. Le frottement pariétal ne peut ainsi être déterminé que dans les écoulements non décollés, ce qui en limite l'intérêt.

Techniques de mesure récentes des contraintes pariétales

Dans ce chapitre nous présentons les principes de la technique PSP, ainsi qu'une revue des principales techniques de mesure existantes du frottement pariétal.

1.1 La technique PSP

La **PSP (Peinture Sensible à la Pression)** est une technique de mesure optique permettant d'accéder à la distribution de pression à la surface d'un objet placé dans un écoulement.^{1,3} Elle peut se substituer de manière avantageuse aux techniques usuelles basées sur l'implantation de capteurs matériel, car elle permet de s'affranchir de l'équipement nécessaire à ce type de mesures.

La PSP est composée de molécules luminescentes (ici le **Pyrène**, de formule $C_{16}H_{10}$) dissoutes dans une résine poreuse (matrice ou liant).

Nous rappelons ici les principes physiques sur lesquels repose cette technique de mesure.

Principe de la technique La mesure de pression par la PSP est effectuée de la façon suivante :

- On excite une peinture photoluminescente avec le rayonnement adéquat. Cette peinture est un revêtement poreux pour l'air.
- La peinture émet alors une partie de l'énergie absorbée dans un autre domaine de longueurs d'ondes, c'est la transition radiative. Une autre partie de l'énergie absorbée est dissipée au cours d'un processus nommé inhibition ("quenching"), l'oxygène présent dans le revêtement poreux étant capable de capter une partie de cette énergie. Ainsi plus la quantité d'oxygène dans la peinture est grande, plus la luminescence de la peinture est faible.
- La lumière émise par la peinture enregistrée par une caméra permet de déterminer la pression en tout point de la surface peinte.

Les phénomènes à la base de cette mesure sont donc la **photoluminescence** et son **inhibition** par l'oxygène moléculaire ("quenching"). Ces phénomènes sont décrits ci-après.

1.1.1 La photoluminescence

Dans une molécule à l'état fondamental, les électrons sont appariés. Lorsque ces deux électrons sont antiparallèles, le moment total de spin est nul et l'état est dit singulet (noté S_n : n^{ieme} état singulet). Quand les électrons sont parallèles, le spin résultant est égal à 1 et l'état est triplet (noté T_n : n^{ieme} état triplet).

Les énergies de vibration et de rotation des atomes s'additionnent aux niveaux d'énergie électronique. Pour une molécule dans son état fondamental, un photon d'énergie $\hbar\nu$ égale à la différence d'énergie entre deux orbitales provoque la transition d'un électron entre ces deux orbitales.

L'énergie nécessaire à cette transition est reliée à la fréquence de la radiation reçue par la relation de Planck.

La molécule retourne à son état fondamental suivant différents modes de désactivation entrant en concurrence, représentés figure 1.1.

En particulier, les luminophores excités émettent un rayonnement lumineux. Cette luminescence se décompose en deux types d'émission :

- Fluorescence, désactivation de l'état singulet S_1 ($S_1 \rightarrow S_0 + \hbar\nu'$).
- Phosphorescence, désactivation de l'état triplet T_1 ($T_1 \rightarrow S_0 + \hbar\nu''$).

Le photon émis étant moins énergétique que le photon absorbé, du fait d'une perte d'énergie vibratoire, le spectre d'émission est décalé vers les plus grandes longueurs d'onde (loi de Stokes⁴).

Le luminophore utilisée dans cette thèse est la molécule de **Pyrène**. Cette molécule est excitée vers $340nm$ et fluoresce dans une bande comprise entre 370 et $420nm$. La durée de vie de luminescence est de $450ns$ et son rendement quantique est de 0,65.

Par ailleurs, une molécule à l'état singulet excité S_1 , et une molécule dans son état fondamental S_0 , peuvent former un complexe nommé excimère² :



où Py^* est la molécule de Pyrène excitée.

Ce complexe se désactive ensuite en émettant une fluorescence d'excimère, dans une gamme de longueurs d'ondes supérieure à celle du monomère, centrée sur $480nm$. Sa durée de vie de fluorescence est de $170ns$.⁴ L'excimère peut être regardé comme une véritable entité moléculaire possédant ses propres états triplet et singulet.

1.1.2 "Quenching" - Application à la mesure de pression

Lorsqu'une molécule d'oxygène se situe dans le voisinage d'un monomère excité (Py^*) ou d'un excimère ($PyPy^*$) de **Pyrène**, alors un transfert d'énergie non radiatif peut se produire entre les deux espèces. Ce phénomène est appelé **photo - inhibition** ("quenching") et O_2 est l'inhibiteur ("quencher"). Le mécanisme de la réaction est contrôlé par la diffusion des espèces dans le milieu.

Le spectre d'émission du **Pyrène** (voir figure 1.2) montre que l'excimère possède une plus large réponse spectrale que le monomère à l'inhibition par l'oxygène. L'énergie réémise par l'excimère est donc plus élevée. On choisit donc d'exploiter le spectre de l'excimère pour les mesures de pression.

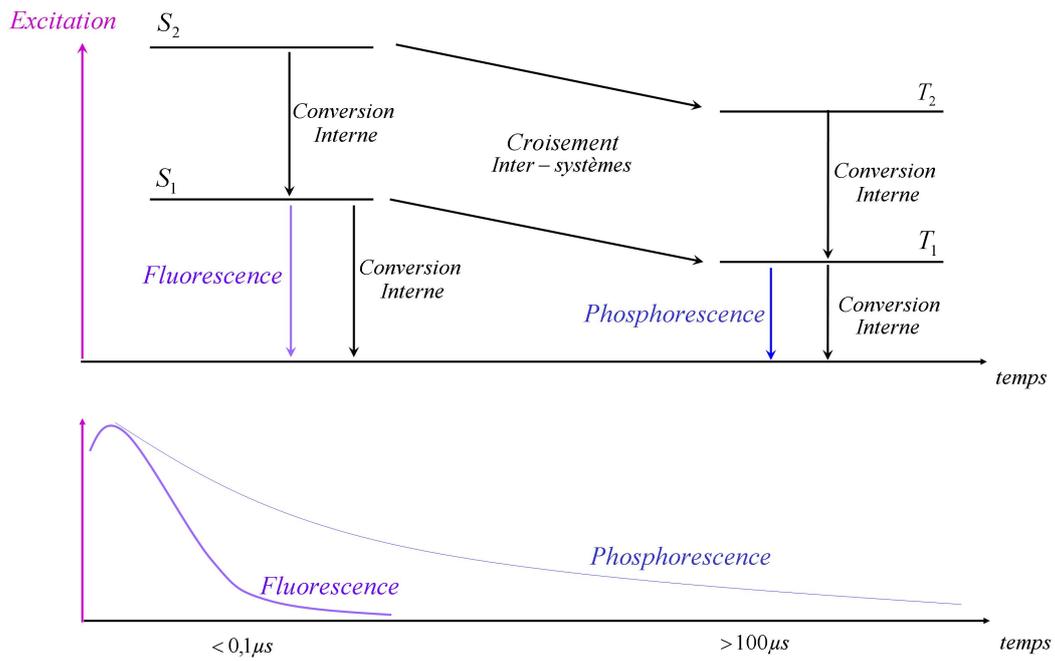


Fig. 1.1 – Modes de désactivation d’une molécule excitée

Intensité (unités atomiques)

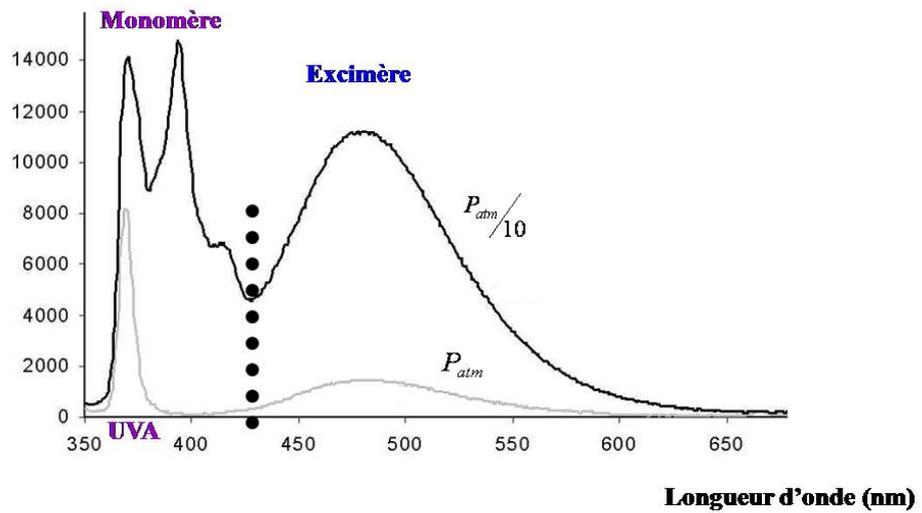


Fig. 1.2 – Spectre d’émission du monomère et de l’excimère du **Pyrène** pour deux pressions (P_{atm} et $P_{atm}/10$)

La dissipation de l'excès d'énergie de $PyPy^*$ par interaction avec O_2 entre donc en concurrence avec la luminescence. L'intensité émise par $PyPy^*$ est inversement proportionnelle à la quantité d'espèces O_2 présentes dans le milieu. La mesure de l'intensité de luminescence de l'excimère du Pyrène permet donc de déterminer la quantité d'oxygène dans le liant.² On peut ainsi déterminer la pression partielle de l'oxygène moléculaire, et remonter à la pression totale au sein du liant. On suppose que cette pression est égale à la pression à la surface du revêtement.

En pratique, on utilise la loi de Stern-Volmer⁵ :

$$\frac{I_{ref}}{I} = A(T) + B(T) \frac{P}{P_{ref}} \quad (1.2)$$

où I_{ref} est l'intensité émise à une pression connue P_{ref} , I est l'intensité émise à une pression P

à déterminer, $A(T)$ et $B(T)$ sont des constantes d'étalonnage dépendant de la température. Ces constantes sont définies par :

$$A(T) = \frac{1}{1 + K(T) \cdot P_{ref}}$$

et

$$B(T) = \frac{K(T) \cdot P_{ref}}{1 + K(T) \cdot P_{ref}}$$

où $K(T)$ est la constante de Stern-Volmer, elle dépend des vitesses de réaction des processus non réactifs.

1.1.3 PSP développées à l'ONERA

Les trois familles de composés luminescents entrant dans la composition des PSP utilisées à l'ONERA sont : le Pyrène, les porphyrines (de Palladium ou de Platine), et les complexes du Ruthénium.⁴ Le Pyrène² a été choisi en raison d'une bonne sensibilité à la pression (90%/bar pour l'excimère) et d'une faible sensibilité à la température (+0,05%/K).

Le modèle de peinture étudié dans cette thèse a été mis au point au Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE). Il est constitué de Pyrène et d'Oxysulfure de Gadolinium dopé en ion Europium (5%), piégés au sein d'une résine poreuse. Ce modèle, nommé PyGd, permet de mesurer la pression pariétale moyenne dans un écoulement à faible vitesse.² L'Oxysulfure de Gadolinium n'est pas sensible à l'inhibition par l'oxygène. Il est utilisé comme composé de référence afin de s'affranchir de l'instabilité et de la non uniformité de l'excitation.

De nouveaux modèles de PSP sont en cours de développement,⁴ qui exploitent d'autres types de composé. Le but étant de développer un modèle de PSP pour les mesures instationnaires de pression. Le modèle PyGd souffre toutefois d'une **dégradation optique** en cours d'essai. D'autres modèles de peinture à base de Pyrène ont donc été développées à l'ONERA afin de limiter ce défaut.

1.2 Techniques de mesure du frottement pariétal

Nous présentons dans cette section les techniques de mesures les plus utilisées du frottement pariétal.

1.2.1 Mesure des profils de vitesse près de la paroi

Les profils de vitesse au plus près de la paroi (dans la sous-couche visqueuse) donnent accès au frottement pariétal :

$$\tau_p = \mu \left[\frac{du}{dy} \right]_{y=0} \quad (1.3)$$

Ceci nécessite un moyen de mesure adapté aux échelles de cette région de l'écoulement, soit typiquement quelques dizaines de μm . La vélocimétrie optique peut répondre à ces exigences moyennant certaines adaptations, c'est la technique que nous avons utilisé dans ce travail. Ainsi Riethmuller et col^{6,7} ont mesuré le frottement pariétal moyen et fluctuant sous un jet de paroi à l'aide de la Vélocimétrie LASER Doppler (LDV).

1.2.2 Mesure à l'aide d'un film d'huile

Cette technique repose sur la mesure de la déformation d'une d'huile, appliquée sur la surface d'une maquette placée en soufflerie, sous l'action des contraintes de cisaillement.⁸ Le frottement pariétal est déduit de l'évolution temporelle de l'épaisseur du film.

L'interférométrie optique est généralement utilisée pour mesurer l'épaisseur du film. On utilise pour ce faire une lumière cohérente monochromatique⁹ ou polychromatique¹⁰ émise en direction du profil ; les interférences entre les rayons réfléchis par la surface du film d'huile et ceux réfléchis par la maquette permettent alors de déterminer l'épaisseur du film.^{11,12}

Cette technique a été utilisée dans des écoulements canoniques (couche limite incompressible sur plaque plane), dans des écoulements supersoniques ainsi que dans divers types d'écoulements complexes.^{13,14,15,16}

Certains problèmes récurrents détériorent la qualité des mesures¹⁷ :

- L'état de surface ne doit comporter aucune aspérité,
- un écoulement à forts cisaillements peut entraîner une déformation instationnaire du film d'huile,
- les sources lumineuses utilisées provoquent un échauffement de l'huile. Ceci modifie sa viscosité, et devient une source d'incertitude pour la mesure,
- l'huile s'évapore en cours d'essai, ce qui conduit à une surestimation du frottement pariétal.

1.2.3 Mesure à l'aide de cristaux liquides

Le frottement pariétal peut être mesuré à partir de l'exploitation des propriétés mécaniques et optiques d'un film de cristaux liquides sur la surface d'un corps.¹⁷

Les cristaux s'orientent dans le sens des lignes de frottement. L'évolution temporelle de leur orientation permet de calculer l'intensité du frottement pariétal. Cette technique fournit donc une mesure vectorielle de la tension de frottement.

L'anisotropie optique des cristaux influence l'intensité du signal lumineux émergent. Le mouvement des cristaux est alors mesuré soit par une méthode de variation d'intensité^{18,19,20} soit par une méthode de changement de couleurs.²¹

Les mesures effectuées par Reda et col²² sur une plaque plane impactée par un jet axisymétrique incliné (voir figure 1.3) constituent une référence dans le domaine.

Mais des problèmes persistent¹⁷ :

- les cristaux liquides doivent être alignés dans une direction connue avant l'essai,
- l'intensité de la source d'illumination doit être homogène,
- certains types de cristaux liquides présentent un état de surface rugueux,
- la mesure dépend du temps.
- l'utilisation du film de cristaux liquides est limitée à des surfaces planes, et un écoulement faiblement cisaillé,
- l'angle d'observation est normal à la surface observée.

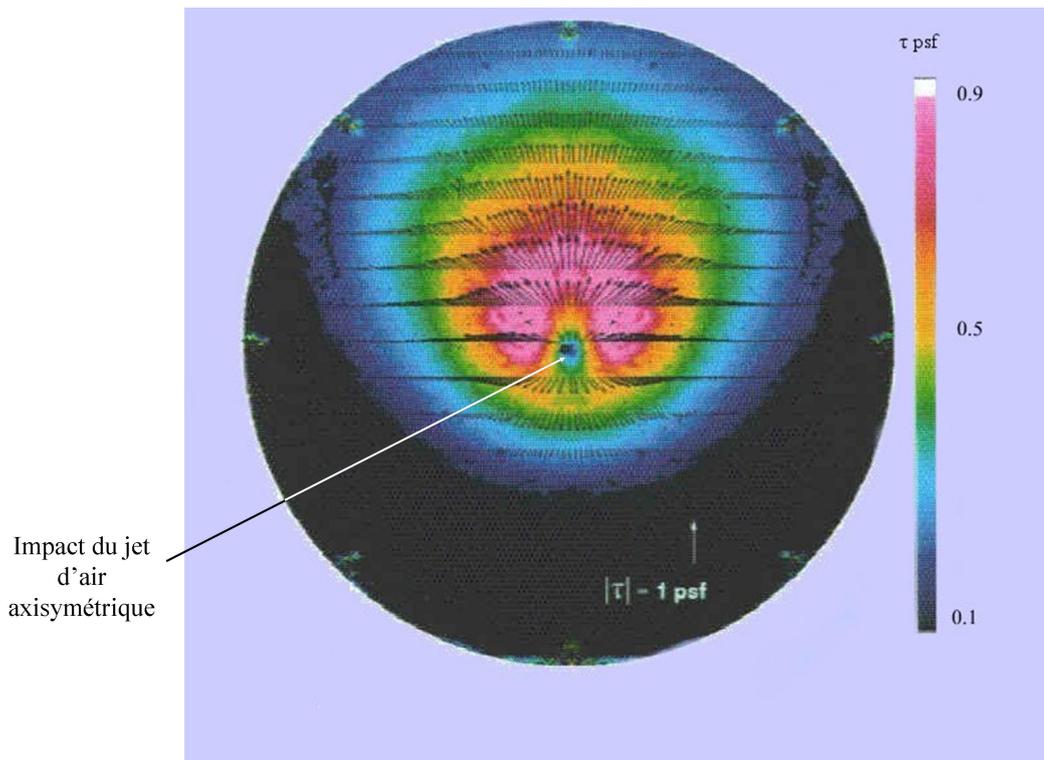


Fig. 1.3 – Mesure vectorielle du frottement pariétal sous un jet d'air axisymétrique impactant une plaque plane, à l'aide de cristaux liquides

1.2.4 Mesure à l'aide de Systèmes Micro-Électro-Mécaniques (MEMS)

L'utilisation de capteurs de taille microscopique placés à la surface du corps en soufflerie connaît un grand essor. Il existe différents types de capteurs présentant un intérêt pour la détermination du frottement pariétal.¹⁷ Tout d'abord il existe des capteurs mécaniques, reposant sur l'utilisation d'un élément mécanique mobile placé en surface et relié à une balance. Ce type de MEMS permet de mesurer directement l'effort mécanique des contraintes de cisaillement.

Un autre type de capteur existant repose sur l'utilisation d'un film chaud appliqué en surface. On mesure ici le flux thermique, l'analogie de Reynolds permet alors de déduire le frottement pariétal.

Il existe aussi des capteurs optiques, permettant de mesurer la vitesse des particules dans la région de proche paroi. Le frottement pariétal peut alors être déterminé à partir des lois décrivant les profils de

vitesse près d'une paroi.

Par principe, cette technique est ponctuelle et nécessite la mise en place de nombreux capteurs. Les progrès technologiques actuels doivent permettre d'améliorer ces systèmes. Toutefois il n'existe à l'heure actuelle pas de démonstration probante de ces systèmes.

1.2.5 Mesure à l'aide de 'micro piliers'

Cette technique est le fruit des travaux de Große S.²³ Le principe repose sur l'utilisation de micro-piliers installés sur le corps considéré et perpendiculaires à sa surface. En outre ces micro éléments sont noyés dans la sous - couche visqueuse. La figure 1.4 représente la matrice des micros éléments installés sur la maquette. Sous l'action du frottement pariétal ces micro-piliers se déforment. La mesure du mouvement des micro-piliers permet alors de déterminer le frottement pariétal. Ainsi on obtient une mesure vectorielle du frottement pariétal, comme le montre la figure 1.5. En outre, la fréquence d'échantillonnage des mesures est de 60Hz. Bien que faible, cette fréquence d'acquisition n'est pas négligeable et permet d'avoir une estimation des fluctuations de cisaillement à basse fréquence.

Cependant cette technique requiert un étalonnage préalable, ce qui limite sa gamme de fonctionnement. En outre, l'instrumentation de la maquette est longue et onéreuse. Ainsi cette technique est très prometteuse mais encore délicate à mettre en oeuvre.

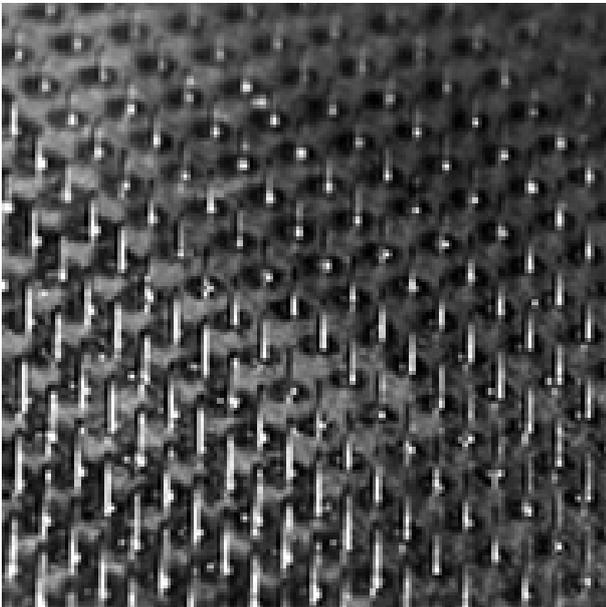


Fig. 1.4 – Matrice de 'micros - piliers' installés sur une maquette.

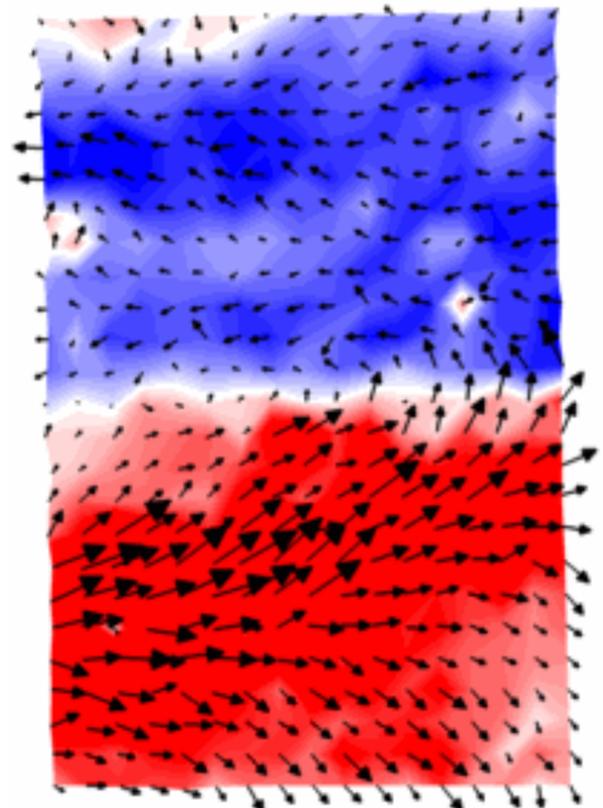


Fig. 1.5 – Frottement pariétal vectoriel mesuré à l'aide de la déformation des micro-piliers.

1.2.6 Synthèse

Les techniques développées pour la mesure du frottement pariétal demandent une installation contraignante pour des essais en soufflerie. Beaucoup sont encore en développement. Une valeur sûre reste la mesure des profils de vitesse près de la paroi quand celle-ci est possible. Cette approche est celle utilisée dans ce travail.

Analyse de la dégradation de la PSP

L'objectif de ce chapitre est de déterminer et de modéliser les phénomènes mis en jeu dans la diminution au cours du temps de la réponse à une excitation UV d'une partie du spectre d'émission d'une PSP. C'est ce phénomène que nous appelons dégradation.

Nous présentons tout d'abord les résultats qui ont mis en évidence la dégradation d'une PSP. Les phénomènes responsables de cette dégradation sont identifiés. Un modèle liant la dégradation au frottement pariétal est alors proposé. Enfin, nous discutons des avantages et des limites de cette technique de mesure.

2.1 Une observation expérimentale : la dégradation optique d'une PSP

Ce travail de thèse trouve son origine dans l'observation de la **dégradation optique** de la PSP PyGd lors d'essais en soufflerie suffisamment longs. La figure 2.1 présente un exemple de dégradation à l'extrados d'une aile delta en incidence, telle qu'elle est observée après un essai en soufflerie d'une durée de $45min$. Le signal émis par la peinture décroît au maximum de 10%. Malgré la complexité de l'écoulement à l'extrado de l'aile delta, cette image révèle une topologie qui évoque celle des lignes de frottements obtenues pour cet écoulement. Ces lignes sont schématisées sur la figure 2.2.

Ce résultat a été obtenu à la suite d'une campagne d'essai faisant partie d'une série de validation de la technique PSP, réalisée en 2000 à l'ONERA Meudon. L'objet de ces essais était la mesure de la pression pariétale à l'extrado d'une aile Delta à forte incidence ($35^{\circ}C$) dans un écoulement à faible vitesse ($35m.s^{-1}$). Dans cette configuration les tourbillons formés à l'apex de l'aile peuvent éclater. Le champ de pression pariétale à l'extrado est représenté figure 2.3. On observe la trace laissée par les deux paires de tourbillons, ainsi que leur décollement.

C'est ce résultat qui a suggéré l'idée d'essayer de relier les frottements pariétaux aux résultats PSP. D'autres essais ont ensuite été réalisés sur d'autres types de profils, afin de mettre en évidence le comportement de la peinture.

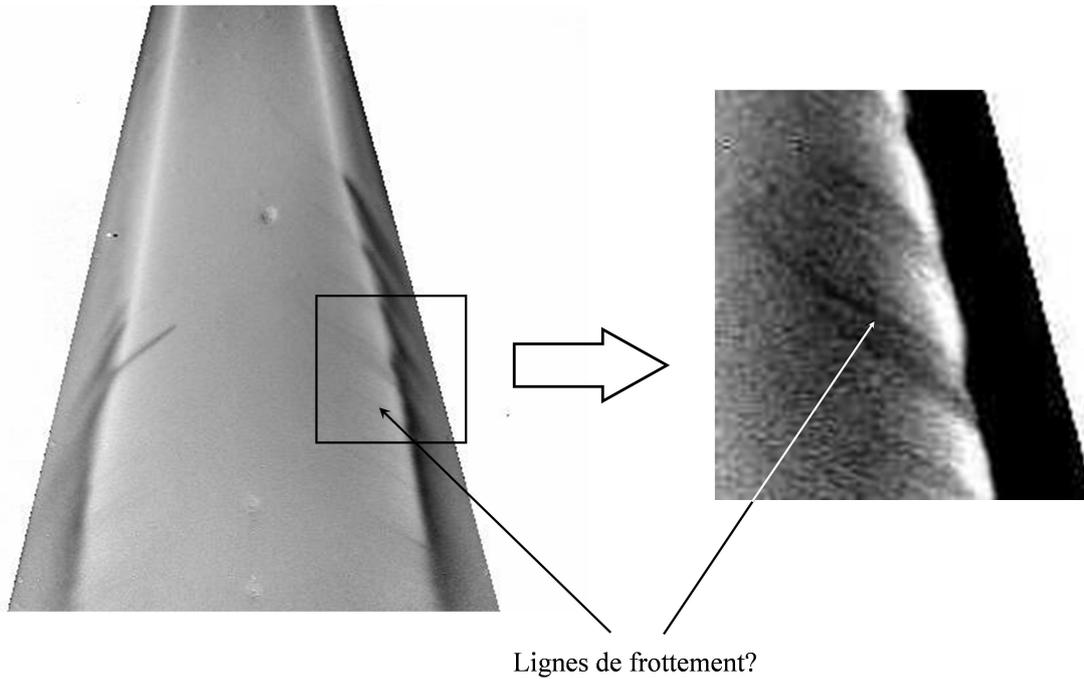


Fig. 2.1 – Image de dégradation de la PSP obtenue après 45min d’essai, à l’extrado d’une aile Delta en incidence, dans un écoulement à faible vitesse

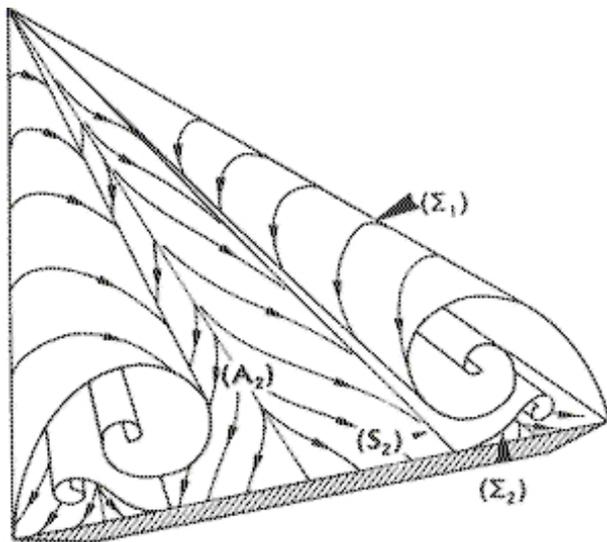


Fig. 2.2 – Topologie d’un écoulement subsonique à l’extrado d’une aile Delta en incidence

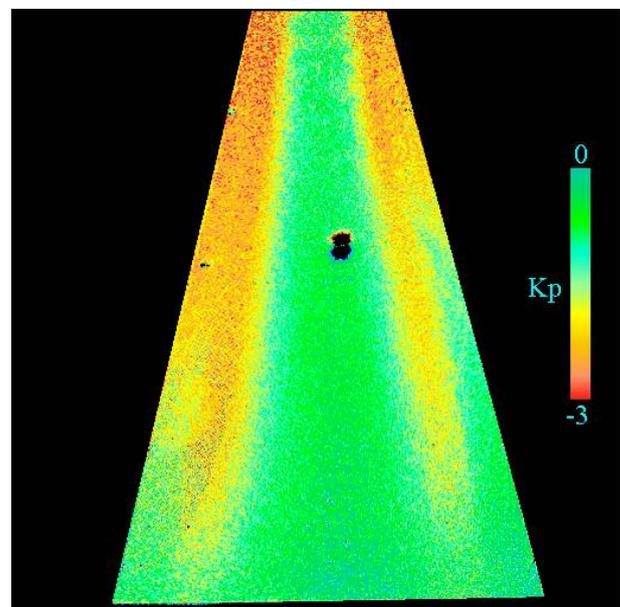


Fig. 2.3 – Pression pariétale à l’extrado d’une aile delta en incidence dans un écoulement à faible vitesse

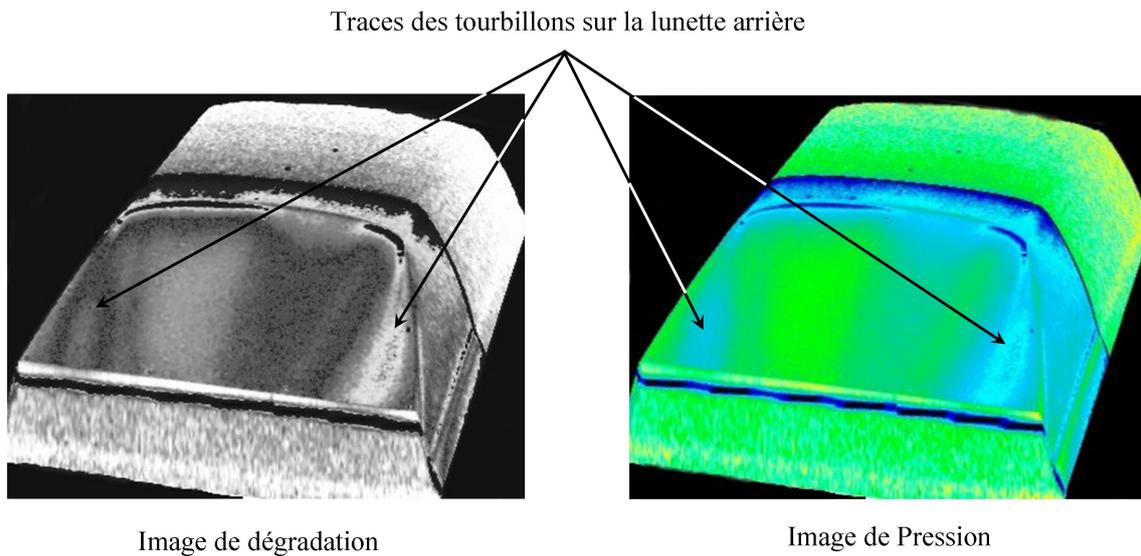


Fig. 2.4 – Image virtuelle de la pression pariétale et de la dégradation à l’arrière du véhicule pour une vitesse amont de $40m.s^{-1}$

2.1.1 Lunette arrière d’une automobile

Une campagne d’essai a ensuite été réalisée en coopération avec PSA sur une maquette représentant une voiture 206 à l’échelle 1/5 dans un écoulement basse vitesse. Le but était de mesurer la pression pariétale sur la lunette arrière du véhicule.²⁴

La figure 2.4 donne les cartographies du coefficient de pression et de la dégradation de la peinture dans un écoulement à $40m.s^{-1}$.

Ces images révèlent la trace des tourbillons formés à la jonction entre le toit et la lunette arrière. De plus on note que la dégradation dans les zones d’écoulement non décollé (toit et vitres latérales) diminue dans le sens de l’écoulement. Ce comportement est similaire à la décroissance du coefficient de frottement pariétal avec la distance dans les couches limites. C’est ce type de résultat qui a suggéré l’idée d’essayer de relier le frottement pariétal et la dégradation de la PSP.

2.1.2 Plaque plane

Suite aux campagnes précédentes, une série d'essais focalisés sur la corrélation entre la dégradation et le frottement pariétal ont été menés dans un écoulement turbulent à basse vitesse sur plaque plane.²⁵ Les mesures sont effectuées sur une plaque plane peinte, occupant la largeur de la veine, soit $322,5mm$. Cette plaque a une longueur de $560mm$. Seule une région restreinte de la plaque est illuminée et exploitée.

La vitesse de l'écoulement est comprise entre $20m.s^{-1}$ et $40m.s^{-1}$. Parallèlement aux acquisitions PSP, un sondage vertical à l'aide d'un anémomètre à fil chaud a fourni les profils de vitesse près de la paroi. Ces profils ont permis ensuite de déterminer la valeur des frottements pariétaux.²⁶

La dégradation de la PSP est définie par la relation² :

$$\%_{degrad} = 1 - \frac{(1 - 10^{-\epsilon \int [Py] dz})(1 + r10^{-\epsilon \int [Py] dz})}{(1 - 10^{-\epsilon \int [Py]_0 dz})(1 + r10^{-\epsilon \int [Py]_0 dz})} \quad (2.1)$$

où $[Py]_0$ est la concentration initiale en Pyrène, ϵ est le coefficient d'absorption du revêtement et r est

le coefficient de réflexion de la sous-couche de peinture appliquée entre la plaque plane et le revêtement PSP. Les intégrales sont calculées sur l'épaisseur du revêtement.

En pratique, la dégradation du revêtement PSP est déduite du rapport d'intensité des images de référence avant et après essai, soit :

$$\%_{degrad} = 1 - \frac{I_{ref,2}}{I_{ref,1}} \quad (2.2)$$

où $I_{ref,1}$ et $I_{ref,2}$ sont les images de référence avant et après essai.

L'image présentée sur la figure 2.5 montre la dégradation de la peinture lorsque la vitesse de l'écoulement infini amont U_e vaut $20m.s^{-1}$ et $40m.s^{-1}$. La dégradation par unité de temps de l'ordre de $0,1\%/min$. Les résultats mettent en évidence un lien entre la dégradation et le frottement pariétal.²⁷ En effet la dégradation et le frottement pariétal augmentent avec la vitesse U_e de l'écoulement, comme le montrent les figures 2.5 et 2.6. En outre, l'évolution de la dégradation dans cette région, représentée sur la figure 2.7 est semblable à celle de τ_p , représentée sur la figure 2.6. En effet la région observée lors de cet essai se situe à environ $1m$ en aval du bord d'attaque de la plaque plane. Or le frottement pariétal évolue comme $x^{-0,2}$ depuis le bord d'attaque. La variation de frottement pariétal dans la région considérée est donc très faible, comme le montre la figure 2.6.

Cependant, la source d'excitation utilisée dans cet essai présente des défauts d'homogénéité et de stabilité temporelle. Ceci génère des erreurs significatives sur la mesure de la dégradation. Ainsi, on ne peut valider un lien quantitatif entre ces deux grandeurs physiques.

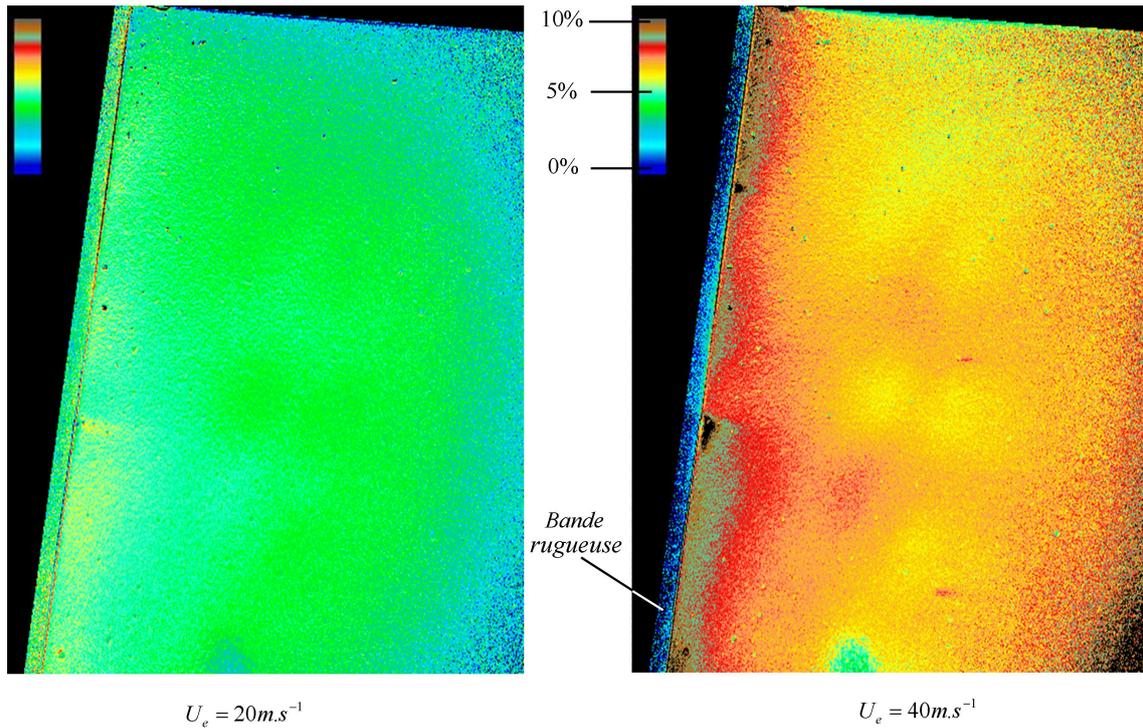


Fig. 2.5 – Dégradation de la PSP sur une plaque plane dans un écoulement de couche limite turbulente pour deux valeurs de la vitesse extérieure. On note la présence d’une bande rugueuse dont le rôle est de générer de la turbulence dans la couche limite.

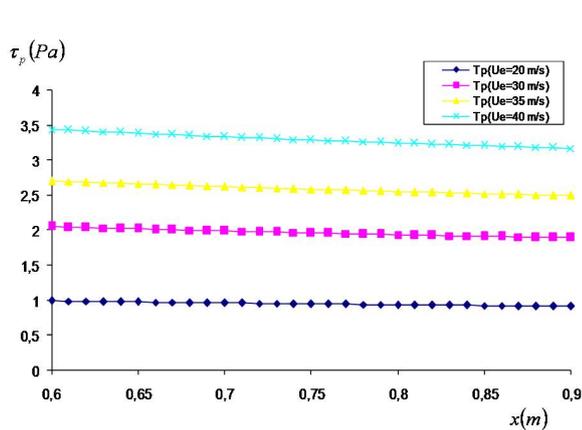


Fig. 2.6 – Evolution du frottement pariétal dans la région observée.

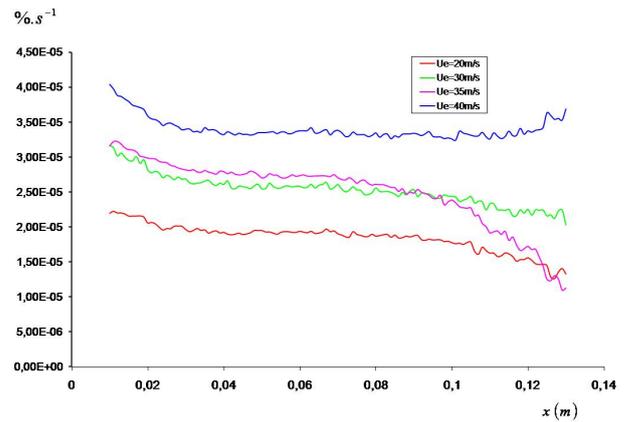


Fig. 2.7 – Dégradation du revêtement PSP dans la région considérée pour une vitesse amont de 40m.s^{-1} .

2.1.3 Perspectives

Ces observations suggèrent que la PSP pourrait fournir une information exploitable sur le **frottement pariétal**. Étant données les difficultés soulevées par la mesure de cette dernière quantité, il est apparu intéressant d'exploiter cette voie.

Les campagnes d'essais réalisées montrent que le modèle de PSP PyGd présente des propriétés intéressantes qui sont peut-être exploitables pour la quantification des frottements pariétaux.

Cependant les résultats montrent une forte susceptibilité de la technique aux conditions expérimentales. Il est notamment important de bien contrôler les conditions génératrices ainsi que d'optimiser l'illumination de la peinture.

Dans la section suivante, nous allons nous attacher au préalable à la caractérisation et à la modélisation des relations entre la dégradation et le frottement pariétal.

2.2 Mécanismes de dégradation de la PSP PyGd

Le domaine spectral affecté par la dégradation correspond à la luminescence du monomère et de l'excimère du Pyrène. L'objet est ici de déterminer l'origine de cette dégradation. Nous avons donc analysé l'état des composants de la peinture PyGd et leurs interactions, en vue de modéliser ces mécanismes.

2.2.1 Composition de la PSP PyGd

Rappelons que le modèle PyGd contient deux composés luminescents (ou luminophores) :

- Le Pyrène ($C_{16}H_{10}$), utilisé pour la mesure de pression.
- Un complexe cristallin d'Oxysulfure de Gadolinium enrichi à l'Europium ($Gd_2O_2S + Eu^{3+5\%}$).

Le second composé est utilisé pour sa stabilité chimique, optique et mécanique. La réponse de ce composé dépend uniquement de sa concentration et de l'excitation lumineuse.

Les luminophores sont mélangés à une résine silicone optiquement neutre (RTV118 © General Electrics) qui permet de fixer les luminophores à une surface quelconque. Cette résine est un polydiméthylsiloxane (PDMS), de formule $[SiOCH_3]_n$. Elle présente une bonne stabilité pour des températures intermédiaires ($< 420K$)²⁸ ainsi que sous la lumière. Cela permet de l'utiliser dans des conditions d'environnement sévères.

Pour les concentrations utilisées dans la peinture PyGd ($7mMol.l^{-1}$), le Pyrène est présent à l'état moléculaire au sein de la résine. Les seules interactions existant entre le Pyrène et les autres composés sont des interactions ion-dipôle/dipôle-dipôle (énergie intermédiaire) et l'interpénétration des nuages électroniques (énergie forte). Elles maintiennent l'ensemble des composés en équilibre. Le Pyrène n'est donc pas figé.

Par ailleurs la longueur des liaisons des chaînes polymères, organisées en un réseau de fibres globalement structuré, favorise leur déformation (voir figure 2.8). Cette flexibilité se manifeste par une température de transition vitreuse particulièrement faible ($\simeq 150^\circ C$) et par un coefficient d'expansion thermique globalement plus élevé (de l'ordre de $10^{-3}K^{-1}$) que pour les autres polymères (typiquement inférieur à $6.10^{-4}K^{-1}$). En outre ceci confère à la résine une perméabilité élevée.

Ainsi les molécules de petite taille telles que le Pyrène et l'Oxygène, dont rayon moléculaire est de l'ordre de $0,1nm$, peuvent facilement diffuser dans la résine et vers le milieu extérieur.

2.2.2 Diffusivité du Pyrène dans la résine PDMS

Nous nous intéressons ici à la diffusivité du Pyrène dans la résine. La diffusivité peut être calculée de deux façons.

Comme nous venons de le voir, les chaînes polymère se déforment. Les pores sont donc en mouvement au sein de la résine. On peut ainsi assimiler l'ensemble des pores à une phase fluide. On considère alors que le Pyrène est dissout dans un solvant. Dans un premier temps, nous supposons que la viscosité de ce solvant est de l'ordre de grandeur de celle de la résine.

La diffusivité du Pyrène peut alors être déterminée à l'aide de la loi de Stokes-Sutherland. D'après cette loi, le coefficient de diffusion D_{stokes} d'un composé de rayon moléculaire r dans un solvant de

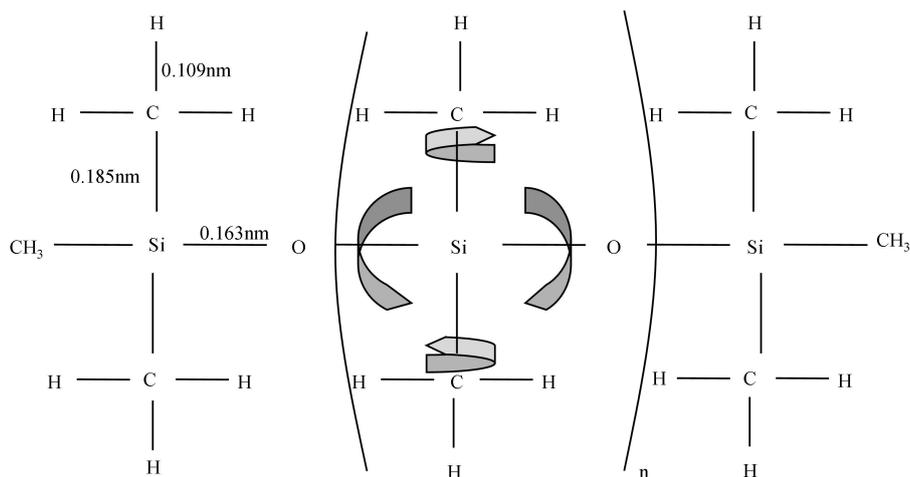


Fig. 2.8 – Déformations de la chaîne PDMS

rayon équivalent, est défini par :

$$D_{stokes} = \frac{k_B T}{4\pi\nu r} \quad (2.3)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T , la température du milieu et ν la viscosité cinématique du solvant, et r le rayon de l'Oxygène $r_{O_2} = 0,121nm$ ou du Pyrène $r_{Py} = 0,346nm$.

Notons que la relation 2.3 s'applique en particulier au calcul de la diffusivité d'un corps en solution dans un liquide.

Or la diffusivité de Pyrène dans la résine est proportionnelle au volume libre dans la résine. Elle est donc inversement proportionnelle à la masse moléculaire de la chaîne PDMS et à son degré de polymérisation (DP), défini par²⁹ :

$$DP = \frac{M_{PDMS} - 162,18}{74,09} \quad (2.4)$$

où M_{PDMS} est la masse moléculaire du polymère. Dans les conditions d'utilisation standard, la résine

PDMS entrant dans la composition de la PSP PyGd présente un DP de l'ordre de 1000.

Chu et Thomas²⁹ proposent donc un autre moyen de calculer la diffusivité du Pyrène dans la résine. Cette méthode utilise le processus de formation de l'excimère du Pyrène, qui est un phénomène diffusif. La mesure de la durée de vie et de l'intensité de luminescence du monomère et de l'excimère du Pyrène ont permis de déterminer la constante de formation de l'excimère du Pyrène dans la résine PDMS, cette constante est notée k_1 . Notons que Chu et Thomas²⁹ proposent une relation reliant la constante de formation de l'excimère à la densité de la résine (ρ_{PDMS}) :

$$k_1 = 10^6 \alpha \exp^{-\beta \rho_{PDMS}} \quad (2.5)$$

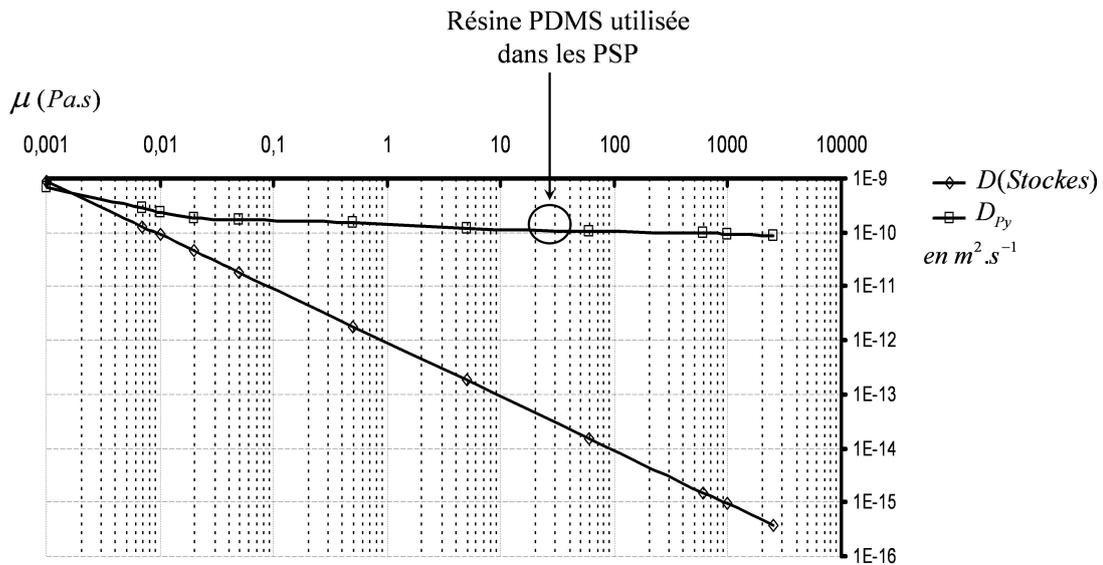


Fig. 2.9 – Diffusivité du Pyrène dans la PSP PyGd, calculée²⁹ à partir des relations (2.3) et (2.6)

où α et β sont des constantes dépendant de la nature du polymère.

Connaissant k_1 , la diffusivité du Pyrène est alors calculée à l'aide de la relation de Smoluchowski :

$$D_{Py} = \frac{1000}{16\pi N_A r} k_1 = 0,9423 \cdot 10^{-15} k_1 \quad (2.6)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, $r_{Py} = 0,346nm$, le rayon de la molécule de Pyrène et D_{Py} , le coefficient de diffusion du Pyrène dans la résine. Ainsi la diffusivité peut être déterminée à partir de la densité de la résine.

La figure 2.9 représente les diffusivités calculées respectivement à partir de la loi (2.3), et à partir de la relation (2.6) d'après les mesures effectuées par Chu et Thomas.²⁹ Pour des viscosités supérieures à $0,01 Pa.s$, la résine devient solide mais les chaînes polymères conservent leur capacité à se déformer, les deux lois sont alors en désaccord. La viscosité de la résine et la viscosité du fluide modélisant le mouvement des pores sont deux propriétés distinctes.

Nous avons mesuré la densité de la résine PDMS, dans les conditions d'utilisation pour les essais PSP, à l'aide d'un pycnomètre. Le degré de polymérisation de cette résine est de 1000 et le coefficient de diffusion du Pyrène dans la résine, noté D_{Py} , est de l'ordre de $10^{-10} m^2.s^{-1}$. Ce coefficient est du même ordre de grandeur que la diffusivité de l'Oxygène dans la résine, notée D_{O_2} , qui vaut³⁰ $3,54 \cdot 10^{-10} m^2.s^{-1}$.

Cependant une augmentation de température fragilise les liaisons internes de la résine et provoque ainsi une augmentation sensible de la diffusivité. Or la température peut varier de quelques degrés au cours d'un essai PSP. Nous nous intéressons donc à l'influence de la température sur la diffusivité du Pyrène dans la résine.

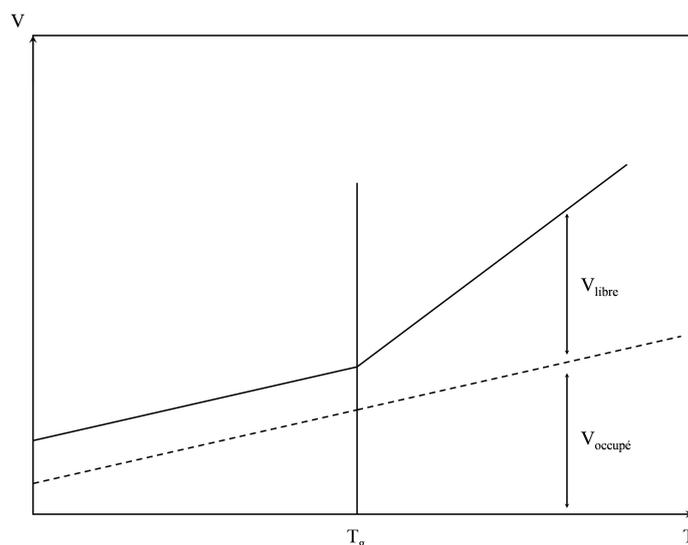


Fig. 2.10 – Évolution du volume libre au voisinage de la température de transition vitreuse (T_g)

2.2.3 Influence de la température sur la diffusivité

Le volume libre dans la résine augmente avec la température,²⁹ comme le représente la figure 2.10. Lorsque le volume libre augmente, la diffusivité dans le liant croît de manière sensible.³¹ La constante de formation de l'excimère du Pyrène (k_1) varie en fonction de l'écart entre la température du milieu et la température de transition vitreuse :

$$\ln(k_1) = \frac{C_1^g * (T - T_g)}{C_2^g + (T - T_g)} + cte \quad (2.7)$$

où C_1^g et C_2^g sont des constantes dépendant de la nature du polymère. Cette loi est valable lorsque $165K < T < 255K$ pour la résine PDMS. Or la température de transition vitreuse de la résine PDMS est en dehors de ce domaine de validité. Toutefois les mesures effectuées par Chu et Thomas²⁹ montrent que pour un degré de polymérisation compris entre 50 et 6000 et une température ambiante comprise entre $261K$ et $313K$, la loi (2.7) reste valable. Cette loi peut donc être conservée dans les conditions d'utilisation standard de la résine lors des essais PSP, où $DP \simeq 1000$ et $T \simeq 298K$.

Lorsque $T = 298K$, une augmentation de température de $1K$ fait croître la diffusivité de $1,5\%$. Cette erreur est tolérable, toutefois il est important de contrôler la température lors des essais PSP, afin de limiter les variations de diffusivité du Pyrène.

2.2.4 Synthèse

Nous avons vu que les molécules de Pyrène sont en diffusion permanente dans la résine et peuvent migrer vers le milieu extérieur à travers les porosités de surface. La diffusivité de ce composé au sein d'une résine PDMS dépend du degré de polymérisation de la résine ainsi que de la température.

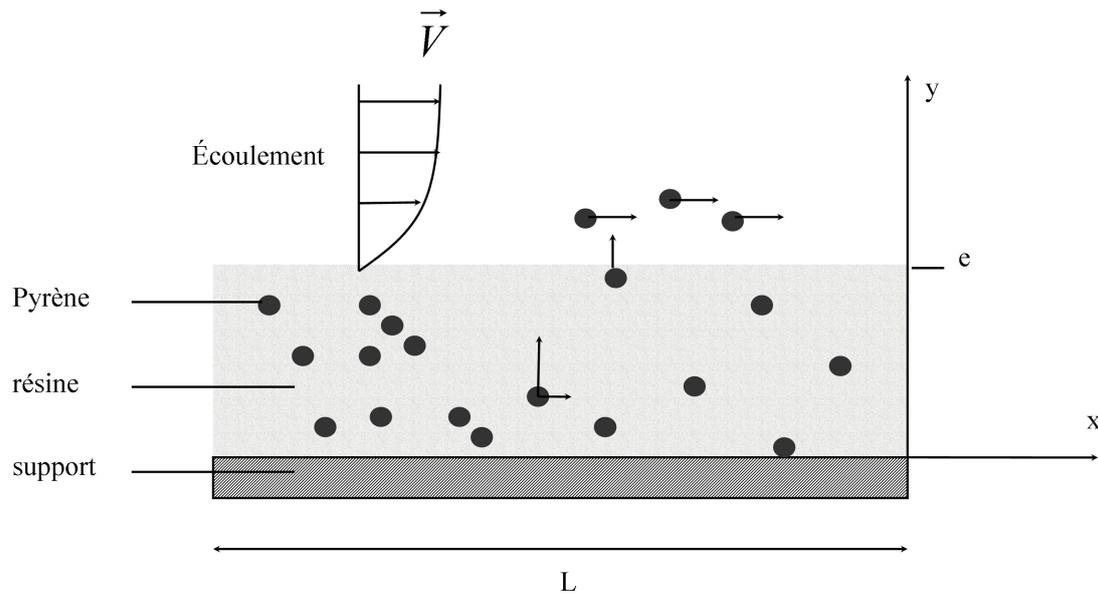


Fig. 2.11 – Diffusion du Pyrène dans la peinture et à travers l'interface peinture - écoulement

Nous souhaitons mettre au point une technique de mesure du frottement pariétal reposant sur la mesure de transfert de Pyrène vers le milieu extérieur. Les phénomènes de transfert à l'interface sont modélisés dans la section suivante.

2.3 Modélisation de la dégradation

Le but est de modéliser l'influence de l'écoulement sur la peinture en utilisant le fait que le Pyrène, en mouvement permanent dans la résine, est amené à migrer vers l'extérieur via les porosités de la surface. La dégradation se décompose alors en trois phénomènes liés :

- un processus de diffusion du Pyrène dans la matrice polymère ;
- une transition du Pyrène, via les porosités, de la peinture vers le milieu extérieur ;
- l'entraînement des molécules de Pyrène par l'écoulement.

2.3.1 Diffusion du Pyrène au sein de la peinture

Plaçons nous dans un plan bidimensionnel normal à la surface, représenté figure 2.11. Le Pyrène diffuse de façon permanente selon les deux dimensions envisagées. On suppose alors que le Pyrène ne peut s'échapper du revêtement que par l'interface peinture-écoulement, ce qui revient à imposer des conditions de flux nul sur les autres surfaces.

En effet après polymérisation la répartition latérale de Pyrène reste stable malgré les gradients de

concentration existants dans la direction x . Les flux de masse orientés selon x sont donc négligés.

Le processus de diffusion revient alors au problème suivant :

$$\partial_t C_{Py} = D_{Py} \Delta C_{Py} \quad (2.8)$$

où C_{Py} est la concentration locale en Pyrène et D_{Py} est le coefficient de diffusion du Pyrène dans la peinture. L'équation 2.8 est une équation de diffusion unidimensionnelle.

Les conditions aux limite sont, en $y = 0$: $\partial_y C_{Py} = 0$, en $x = 0$: $\partial_x C_{Py} = 0$ et en $x = L$: $\partial_x C_{Py} = 0$, où e est l'épaisseur de la peinture et L est la longueur de la coupe considérée. La condition limite en $y = e$ est à définir.

2.3.2 Transport du Pyrène par un écoulement

Lorsque la peinture est laissée au repos pendant plusieurs jours, on voit apparaître une faible dégradation du revêtement. Le gradient de concentration de Pyrène entre la PSP et l'air ambiant provoque une diffusion spontanée du Pyrène, ou osmose. La vitesse caractéristique de ce phénomène est très faible en regard de la convection forcée par un écoulement. La diffusion naturelle peut donc être négligée. C'est ce que nous allons montrer ici.

Pour ce faire, nous comparons le temps caractéristique de diffusion du Pyrène dans la peinture au temps de survie du Pyrène sous forme gazeuse, dans l'écoulement.

La diffusivité du Pyrène (D_{Py}) dans une matrice PDMS avec un degré de polymérisation (DP) de 1000 (calculé à partir de la relation 2.4) et une épaisseur de $50\mu m$ donne le temps caractéristique de diffusion $t_{Py/PDMS} = 25s$. Cette valeur représente le temps nécessaire pour qu'une molécule de Pyrène diffuse à travers l'épaisseur de la peinture.

Par ailleurs, dans un écoulement, le temps de survie d'une molécule en surface peut être estimé par la relation :

$$t_s = \frac{l_\nu}{u_\tau} \quad (2.9)$$

où u_τ est la vitesse de frottement et l_ν est l'épaisseur de la sous-couche visqueuse.

A titre d'exemple, pour $l_\nu \simeq 10\mu m$ et $u_\tau \simeq 1m.s^{-1}$, le temps caractéristique de survie du Pyrène près de la surface est de $t_s \simeq 5.10^{-4}s$. On a donc, très généralement, $t_s \ll t_{Py/PDMS}$. Le transport du Pyrène dans l'écoulement est donc beaucoup plus rapide que dans la peinture.

On peut déduire de cette analyse dimensionnelle que la couche limite de concentration est très petite devant la couche limite dynamique. On peut ainsi négliger l'influence de la transpiration à l'interface sur l'écoulement de paroi.

2.3.3 Convection forcée

En présence d'un écoulement, le processus de dégradation est dû à un phénomène de convection forcée du Pyrène, liée à sa diffusivité dans la peinture.

La continuité des flux de diffusion et de convection à l'interface aboutit à la condition limite suivante :

$$D_{Py} (\partial_y C_{Py})_{y=e} = h_{Py} (C_{Py,i} - C_{Py,\infty}) \quad (2.10)$$

où h_{Py} est le coefficient de transfert de masse par convection, $C_{Py,i}$ est la concentration en Pyrène dans le revêtement à l'interface (pour $y \mapsto e$), et $C_{Py,\infty}$ est la concentration de Pyrène dans le fluide à l'infini. Ici $C_{Py,\infty} = 0$.

Le modèle de dégradation repose sur le lien entre h_{Py} et les propriétés de l'écoulement à la surface du revêtement. Le coefficient h_{Py} peut être assimilé à la vitesse de transpiration du Pyrène vers l'écoulement. Ainsi, l'influence du flux de Pyrène étant négligeable sur l'écoulement de paroi, h_{Py} est au plus de l'ordre³² de $10^{-3}m.s^{-1}$. Afin de déterminer h_{Py} , nous proposons deux modèles.

2.3.3.1 Modèle de dégradation empirique

Une première formulation possible s'appuie sur la **Loi de Darcy**. Le transfert de Pyrène s'effectue à travers les porosités de la surface du revêtement. Ces porosités constituent une surface libre, représentée par le coefficient de perméabilité de la résine. Le coefficient de perméabilité à l'oxygène de cette résine vaut⁴ $K = 3,67.10^{-15}Pa^{-1}.m^2.s^{-1}$. Ce coefficient dépend principalement de la structure de la résine PDMS, on peut ainsi considérer que la perméabilité de la résine est du même ordre de grandeur pour le Pyrène et l'oxygène.

On assimile donc le mouvement des molécules de Pyrène dans le revêtement PSP à un fluide en écoulement à travers un milieu poreux. Le débit de cet écoulement, par unité de surface, est donné par la loi de Darcy :

$$v_f = K \cdot \frac{\Delta P}{e} \quad (2.11)$$

où v_f est la vitesse du fluide de Pyrène dans le milieu poreux d'épaisseur e , K le coefficient de perméabilité et ΔP est la variation de pression à travers le milieu. Cette loi (2.11) représente la vitesse du Pyrène entraîné par un gradient de pression à travers le milieu poreux.

Dans notre cas, c'est la présence d'un écoulement d'air parallèle à la surface du revêtement poreux qui génère un mouvement du Pyrène dans le revêtement. On suppose que la force d'entraînement est liée aux variations de pression se produisant à l'interface. On propose la relation suivante :

$$v_f = K \cdot \frac{\tau_p}{e} \quad (2.12)$$

Ce qui revient à poser $\Delta P = \rho u_\tau^2$.

La continuité de la composante verticale de la vitesse à l'interface permet d'écrire $h_{Py} \cdot C_{Py,i} = v_f \cdot C_{Py,i}$.

Le transfert de masse est donc négligeable devant le frottement pariétal.

Les relations (2.10) et (2.12) aboutissent à la relation suivante :

$$\frac{\Delta C_{Py}}{C_{Py}} = \frac{K}{D_{Py} \cdot e} \tau_p = A_D \tau_p \quad (2.13)$$

où $\Delta C_{Py}/C_{Py}$ est la dégradation par unité de temps et A_D est une constante dépendant de la perméabilité de la résine PDMS et de la diffusivité du Pyrène dans cette résine, et s'exprime en Pa^{-1} .

La relation (2.13) établit une proportionnalité entre la dégradation et le frottement pariétal. Pour que ce modèle soit validé, les expériences doivent mettre en évidence la proportionnalité entre dégradation et frottement pariétal.

2.3.3.2 Hypothèses sur les phénomènes turbulents à l'interface : second modèle de dégradation

Nous proposons maintenant une autre interprétation de la dégradation. On peut admettre que les fluctuations de vitesse ou de pression à l'interface sont responsables de la migration du Pyrène vers l'écoulement. Les fluctuations de pression se produisent au niveau des porosités, elles sont reliées aux fluctuations de vitesse par l'équation de Poisson obtenue en prenant la divergence de l'équation moyenne de la quantité de mouvement :

$$\partial_{x_i} \partial_{x_i} p' = -2\rho \partial_{x_j} \bar{u}_i \partial_{x_i} u'_j - \rho \partial_{x_i} \partial_{x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j}) \quad (2.14)$$

Cette équation peut être simplifiée moyennant certaines hypothèses. Notamment, la présence de pores à l'interface entre le revêtement PSP et l'écoulement permet de supposer que les propriétés de la turbulence sont différentes d'un cas avec paroi non poreuse. Ainsi on peut supposer que des structures élémentaires se développent au voisinage des pores. Dans ce cas, l'écoulement proche paroi perd son aspect fortement monodimensionnel. On peut alors supposer que la turbulence tend à devenir isotrope et homogène près de la paroi. Ainsi, dans le cas simplifié où la turbulence est homogène et isotrope, la vitesse moyenne est constante et les tensions de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$ sont uniformes. Le terme $\partial_{x_j} \bar{u}_i \partial_{x_i} u'_j$ disparaît ainsi que le terme de diffusion. On peut alors calculer, moyennant certaines hypothèses, la corrélation spatiale de la pression p' en fonction de la corrélation des vitesses.^{33,34,35} On aboutit à une relation du type :

$$\sqrt{p'^2} = \kappa \rho \bar{u}^2 \quad (2.15)$$

avec κ , coefficient variant de 0,6 à 0,7. La relation (2.15) permet d'estimer l'ordre de grandeur des fluctuations de pression même si la turbulence n'est pas homogène ni isotrope dans une couche limite. Notons en effet qu'elle se justifie dans tous les cas par l'analyse dimensionnelle (qui suggère que $\kappa = O(1)$).

La relation (2.15) permet donc d'estimer les fluctuations de pression à partir de la composante fluctuante des vitesses près de la paroi.

L'intensité des fluctuations de pression peut notamment être rapportée à la contrainte à la paroi τ_p par la relation³⁵ :

$$\sqrt{p'^2} = \kappa' \tau_p \quad (2.16)$$

avec $\kappa' \simeq 3$. Ce modèle est analogue au premier modèle formulé à partir de la loi de Darcy, puisque la relation (2.16) suggère une proportionnalité entre le frottement pariétal et la dégradation.

Ainsi, lors de nos expériences, nous tâcherons de mettre en évidence le lien entre la dégradation du revêtement et le frottement pariétal ou les fluctuations de pression à la paroi. Nous concluons alors sur la validité des modèles proposés dans la dernière partie de ce travail.

2.4 État de surface de la PSP

On s'intéresse ici à l'état de surface du revêtement PSP et son influence sur le frottement pariétal. Rappelons qu'avant leur application, les composants de la PSP sont dissous dans du dichlorométhane (CH_2Cl_2). Le mélange donne une solution aqueuse, applicable au pistolet. Cette méthode de dépôt permet d'obtenir une surface quasi uniforme de faible épaisseur ($< 50\mu m$).

2.4.1 Porosité de la résine

Le Pyrène migre via les pores formés par les déformations de la résine. Le diamètre de ces porosités est compris entre $0,1nm$ et $1\mu m$. Ces échelles sont être assez grandes pour permettre la diffusion du Pyrène. Les prises de vues effectuées à l'aide d'un microscope optique à fort grossissement, comme celle représentée sur la figure 2.12, prouvent que ces échelles ne sont pas visualisables à l'aide de cet outil. Par ailleurs, ces échelles sont très petites devant les échelles caractéristiques de l'écoulement près de la paroi : $\delta^+ \simeq 10\mu m$. En outre, l'échelle de Kolmogorov pour l'écoulement de plaque plane présenté dans la partie 1.2.6 est de $30\mu m$. On peut donc négliger l'influence des aspérités de surface sur les propriétés turbulentes de l'écoulement.

2.4.2 Rugosité de la résine

La figure 2.12 montre cependant que la surface du revêtement présente des irrégularités d'une plus grande amplitude. Ces irrégularités pourraient rendre la peinture rugueuse et entraîner un développement de tourbillons au-dessus de la paroi. Le microscope optique utilisé pour obtenir ces images de l'état de surface possède une profondeur de champ très faible, inférieure à $0,1\mu m$. Ainsi, en focalisant sur les crêtes on peut estimer l'amplitude de rugosité crête à crête à $R_t \simeq 10\mu m$, pour une épaisseur moyenne du revêtement de $50\mu m$.

L'écart-type sur la rugosité (noté R_a) a été mesuré,³⁶ et vaut :

$$R_a = 1,25\mu m \quad (2.17)$$

On définit alors un nombre de Reynolds local :

$$Re^+ = \frac{\bar{u}^+ R_a}{\nu} \quad (2.18)$$

Pour ces échelles de rugosité et une vitesse de frottement $\bar{u}^+ \simeq 1m.s^{-1}$, $Re^+ \lesssim 0,1 \ll 1000$. Le

revêtement peut donc être considéré comme lisse : l'écoulement local est laminaire et il suit les obstacles sans décollement.

Les mesures effectuées par E.W. Hendricks³⁷ dans un écoulement de couche limite turbulente incompressible sur une plaque plane recouverte d'une peinture silicone d'épaisseur $10\mu m$, confirment ce résultat.



Fig. 2.12 – Visualisation de l'état de surface de la PSP PyGd. La répartition des rugosités est quasi homogène. L'intervalle moyen entre les maximas de rugosité est de $20\mu m$.

2.5 Synthèse

La dégradation optique d'un modèle de PSP a été mise en évidence dans trois configurations d'écoulement distinctes. Les images obtenues suggèrent la probabilité d'une relation entre la dégradation et les frottement pariétal. L'analyse du comportement de la peinture montre que ce sont les transferts de masse à l'interface qui sont responsables de cette dégradation.

Une approche globale des processus mis en jeu permet de proposer un premier modèle physique de dégradation. Ce modèle s'appuie sur la loi empirique de Darcy, qui estime la diffusion à travers un milieu poreux. Par ailleurs, on peut supposer que ce sont les fluctuations de pressions à l'interface qui favorisent les transferts de masse. Ceci nous amène à proposer une loi qui relie la diffusion du Pyrène dans la peinture, au frottement. Cette loi suppose une proportionnalité directe entre les fluctuations de pression et le frottement pariétal.

Les deux modèles proposés doivent être validés. Dans ce but, nous utilisons un montage expérimental et des moyens de mesure décrits dans le chapitre suivant.

Moyens techniques

Nous présentons dans la première section de ce chapitre le montage expérimental utilisé pour les expériences de validation du modèle de dégradation de la PSP.

Afin de caractériser l'écoulement de jet impactant, nous utilisons trois techniques de métrologie optique :

- la Vélocimétrie par Images de particules (PIV),
- la Vélocimétrie LASER à franges (VLF),
- la Peinture Sensible à la Pression (PSP).

Ces techniques, ainsi que les conditions d'utilisation, sont décrites brièvement dans les sections suivantes.

3.1 Description de l'écoulement

L'écoulement choisi est un jet impactant. Pour obtenir cet écoulement, nous avons conçu et développé une soufflante constituée d'un jet d'air axisymétrique subsonique impactant une plaque plane circulaire. Le dispositif est placé à l'intérieur d'une enceinte ventilée à la pression atmosphérique. Le jet d'air est issu d'un tuyau cylindrique de diamètre $D = 8mm$ et de longueur $L = 540mm$. Une extrémité du tuyau est reliée à un réseau de détente à trois étages qui fournit la pression nécessaire. Ce réseau de détente permet de limiter les risques de givrage des vannes et le refroidissement de l'air injecté dans la veine. En outre les variations de pression génératrice à moyennes et hautes fréquences sont amorties.

Le jet émerge dans un milieu au repos. Il est perpendiculaire à une plaque plane circulaire de diamètre $200mm$ placée à $80mm$, soit à 10 diamètres de la sortie du jet. A cette distance, le jet est pleinement développé. On rappelle sur la figure 3.1, qu'un jet impactant peut être décomposé en trois régions : le jet libre, la zone d'impact et le jet de paroi. Nous décrivons ici les propriétés de l'écoulement dans chacune de ces régions. Le but est de déterminer les frottements pariétaux sur la surface impactée.

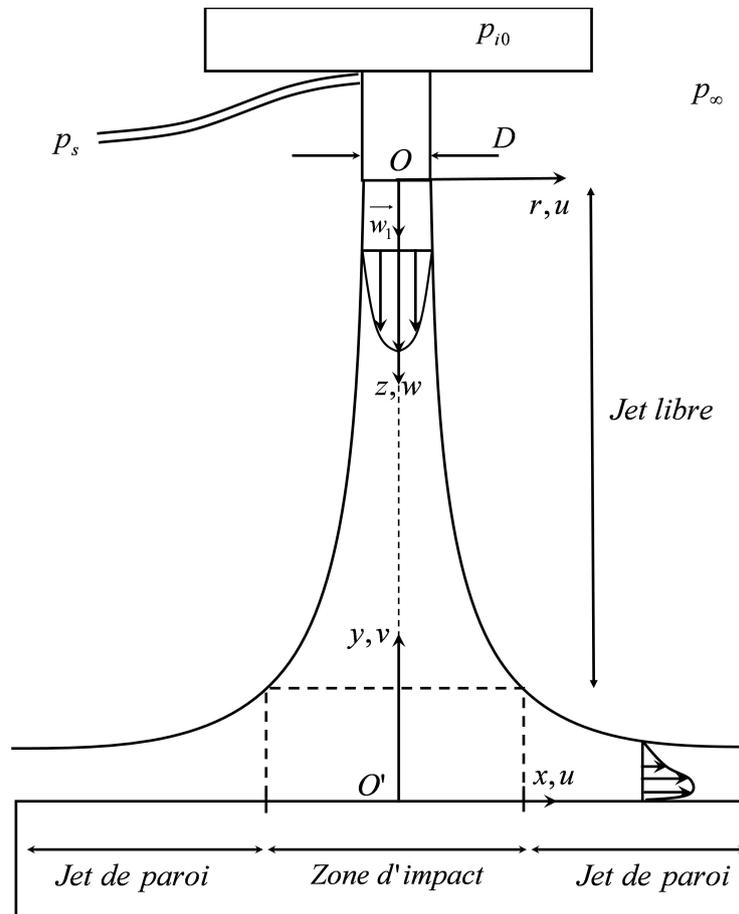


Fig. 3.1 – Structure de l'écoulement de jet impactant.

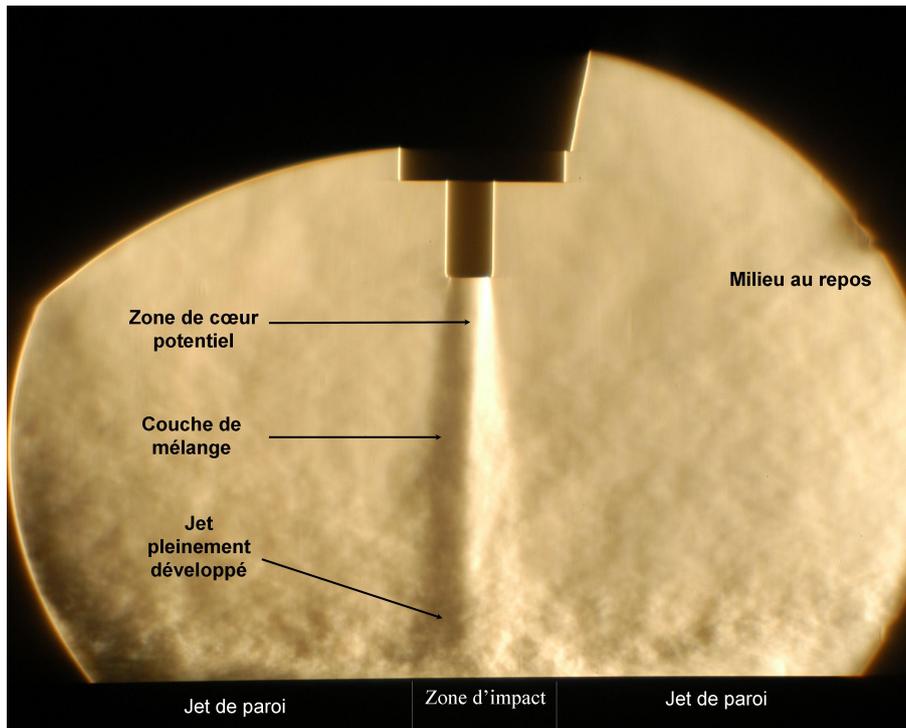


Fig. 3.2 – Visualisation de l'écoulement de jet impactant par stroboscopie. Les gradients d'indice ont été accentués par l'injection d'un gaz froid et neutre en amont.

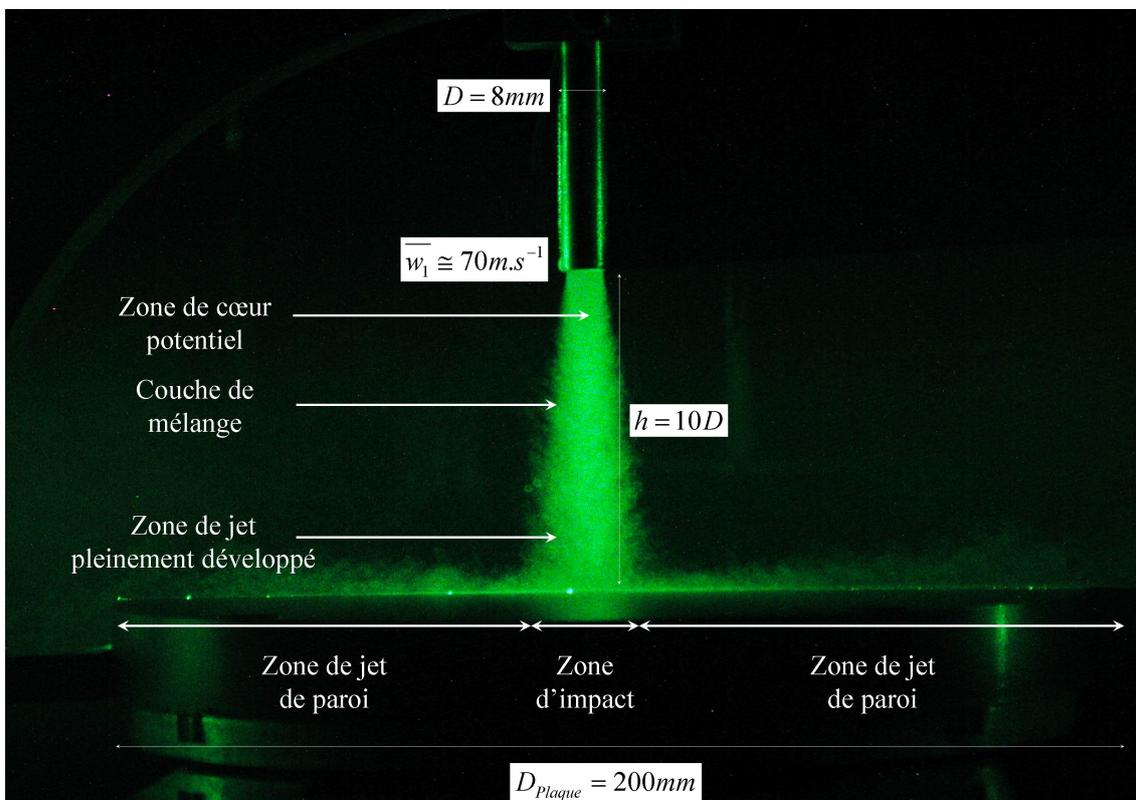


Fig. 3.3 – Visualisation de l'écoulement de jet impactant par tomographie LASER à l'aide du système PIV.

3.1.1 Écoulement de jet libre

Les repères considérés sont définis sur la figure 3.1. La vitesse axiale moyenne d'éjection (notée \overline{w}_1) vaut $65m.s^{-1}$. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la buse est $Re_1 = \frac{\overline{w}_1 D}{\nu} = 3,8.10^4$. L'écoulement émergeant est donc turbulent.

Rappelons que l'écoulement de jet libre se décompose en trois régions, représentées figure 3.4 : une région potentielle longue d'environ 5 à 6 diamètres, où la vitesse moyenne sur l'axe reste constante. Cette région est enveloppée par la couche de mélange en développement. Une fois que la couche de mélange a rejoint l'axe du jet, débute la région de transition. Cette région marque le développement de la turbulence sur l'axe du jet. La troisième région correspond à une turbulence pleinement développée sur l'axe du jet, elle est caractérisée par des profils de vitesse moyenne autosimilaires. Des expressions analytiques acceptables de ces profils sont proposées dans la littérature. Elles sont obtenues à partir des solutions approchées des équations moyennes de Navier-Stokes³⁸ munies d'une hypothèse sur la viscosité turbulente. Un listing de ces formules empiriques est donné en annexe A. La vitesse moyenne dans le plan de symétrie est donnée par la relation suivante :

$$\overline{w}(r, z) = \frac{3K}{8\pi\epsilon_0 z} (1 + 0,25\eta^2)^{-2} \quad (3.1)$$

Le jet impacte la plaque plane circulaire en $z = 10D$ donc au niveau de sa région pleinement développée. Ceci impose que $w(r, 10D) = 0$. L'écoulement est ensuite accéléré radialement. La réorientation brutale de la quantité de mouvement engendre un tourbillon annulaire torique³⁹ au voisinage du point d'impact. En aval de cette région, l'écoulement parallèle à la paroi forme un jet de paroi.

Les propriétés de l'écoulement dans la zone d'impact et dans le jet de paroi sont décrites dans les paragraphes suivants. Pour ce nouveau régime, les grandeurs pariétales sont exprimées dans un repère centré sur le point O' d'impact du jet (voir figure 3.1).

3.1.2 Impact du jet au centre d'une plaque plane circulaire

Au point d'impact, on récupère la pression d'arrêt du jet, réduite de la perte par la dissipation due à la longueur de développement du jet. Nous nous intéressons ainsi, dans un premier temps, à la distribution de pression pariétale.

Au point d'arrêt, on pose⁴⁰ :

$$p_A(z = 10D) = p_{atm} + p_{dyn} \quad (3.2)$$

où p_{dyn} désigne la pression dynamique du jet sur son axe. Cette pression vaut :

$$p_{dyn} = \frac{1}{2} \rho (\overline{w}_c) \xi^2 \quad (3.3)$$

où $\overline{w}_c \xi$ est la vitesse axiale (\overline{w}_c) en $z = 10D \cdot \xi$, et ξ est un paramètre sans dimension dépendant du rapport entre la largeur du jet libre (notée $d_{\frac{1}{2}}$ dans l'annexe A) et le diamètre de la plaque plane. Dans notre configuration, la surface impactée est grande devant la largeur du jet. Dans les évaluations empiriques, ξ est compris entre 0,92⁴¹ et 0,94.⁴² En outre, la pression dynamique peut être exprimée en fonction de la vitesse en sortie de jet (\overline{w}_1) et de la distance d'impact h par⁴⁰ :

$$p_{dyn}(h) = \beta \rho \overline{w}_1^2 \quad (3.4)$$

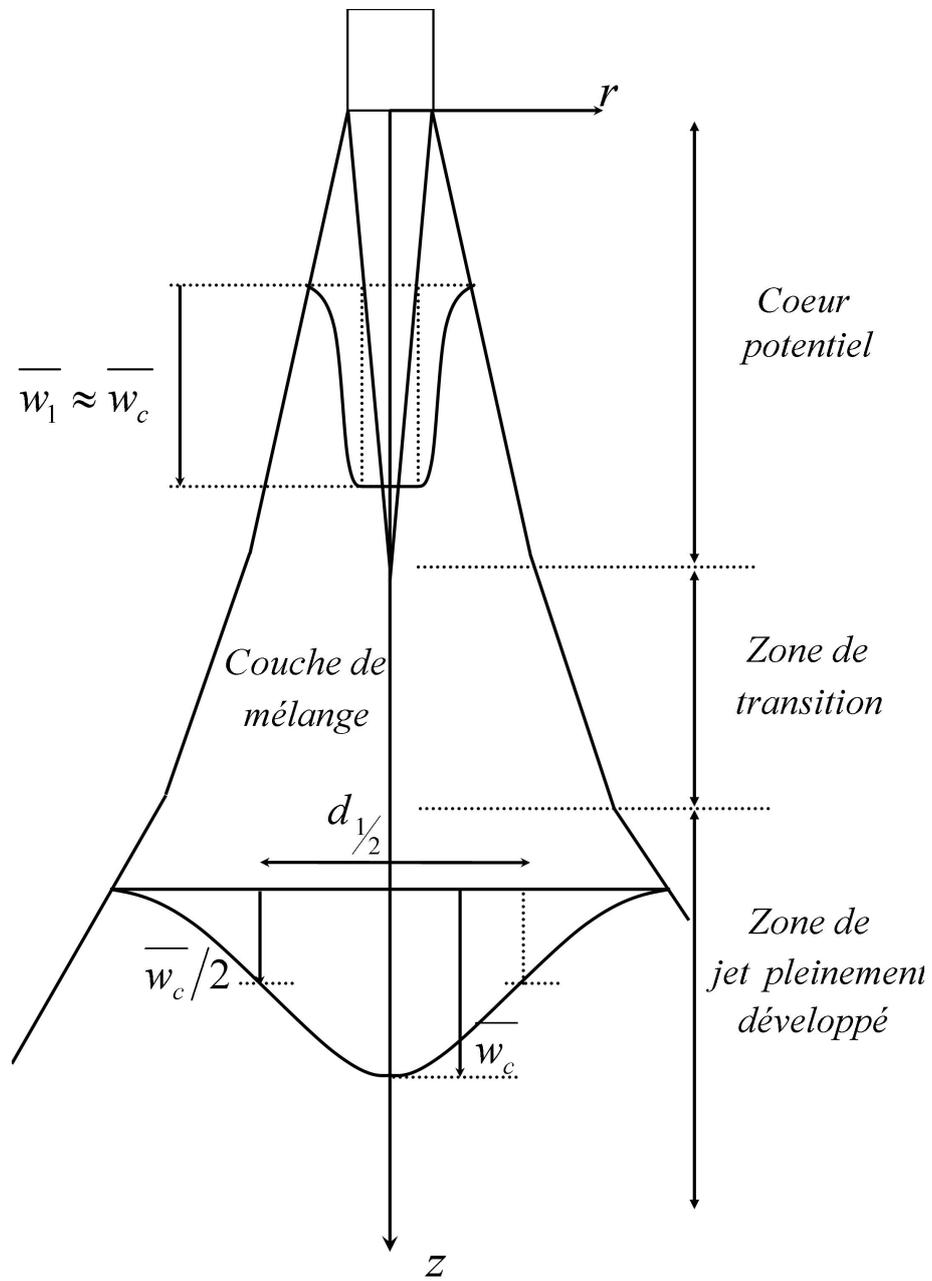


Fig. 3.4 – Schéma représentatif de l'écoulement de jet libre

où β est une constante dépendant des paramètres expérimentaux du jet, généralement comprise entre 0,21 et 0,28. Ainsi, pour $\bar{w}_1 = 65 m.s^{-1}$, p_{dyn} est compris entre $1,10.10^3 Pa$ et $1,48.10^3 Pa$.

La pression pariétale moyenne décroît radialement et l'on suppose que sa distribution adopte une forme gaussienne^{40,43} :

$$p(x) = p_A \exp\left(-\left(\frac{x}{\Delta}\right)^2\right) \quad (3.5)$$

où $\Delta = C_1 h$ avec $C_1 \simeq 0,1^{40}$ et p_A est donnée par les relations (3.2) et (3.4). Les mesures réalisées par Reda²² confirment ce résultat.

Par analogie avec la zone initiale de développement d'une couche limite sur une plaque à partir d'un point d'arrêt, au voisinage du point d'impact, l'écoulement à la paroi peut être représenté par un écoulement de couche limite laminaire.^{38,44} Le coefficient de frottement est alors donné par la solution laminaire :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{2,549}{\sqrt{Re_x}} \quad (3.6)$$

où $U = ax^n$ est la composante radiale de vitesse dans l'écoulement potentiel et $Re_x = Ux/\nu$ est le nombre de Reynolds local.

Une autre expression est donnée par Phares et col⁴⁴ dans le cas d'un jet impactant une plaque plane dans la zone d'écoulement pleinement développé ($h/D \geq 8$), ce qui est le cas de notre expérience. Le coefficient de frottement lié aux grandeurs en sortie de jet est exprimé par la relation :

$$C_F = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho \bar{w}_1^2} = 2Re_1^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{h}{D}\right)^{-2} g\left(\frac{x}{h}\right) \quad (3.7)$$

où g est une fonction représentée sur la figure 3.5.

La valeur maximale du frottement pariétal, notée τ_{pmax} , vaut⁴⁴ :

$$\tau_{pmax} = 44,6\rho \bar{w}_1^2 Re_1^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{h}{D}\right)^{-2} \quad (3.8)$$

cette valeur est atteinte en $x_m = 0,9D$, puis décroît dans le sens de l'écoulement moyen jusqu'à la frontière avec le jet de paroi. La frontière entre la zone d'impact et le jet de paroi est caractérisée par une transition vers la turbulence,⁴⁴ caractérisée par une distance évaluée à $x_{tr} \simeq 2D$. En aval de la transition, le jet de paroi devient turbulent. Cet écoulement est décrit dans le paragraphe suivant.

3.1.3 Jet de paroi radial

Cet écoulement est bidimensionnel, parallèle à la paroi. Ses profils de vitesse sont autosimilaires,⁴⁵ comme illustrés sur la figure 3.6. On identifie l'ordonnée y_{max} du point de vitesse maximale dans le profil (notée \bar{u}_{max}). Par analogie avec une couche limite, y_{max} est l'épaisseur de couche limite δ . L'épaisseur caractéristique du jet de paroi est définie par l'ordonnée du point de vitesse $\bar{u}_{max}/2$, notée $y_{\frac{1}{2}}$.

Les formules empiriques décrivent la vitesse maximale \bar{u}_{max} comme suit :

$$\frac{\bar{u}_{max} h}{\sqrt{K}} = F_m \left(\frac{x}{h}\right)^m \quad (3.9)$$

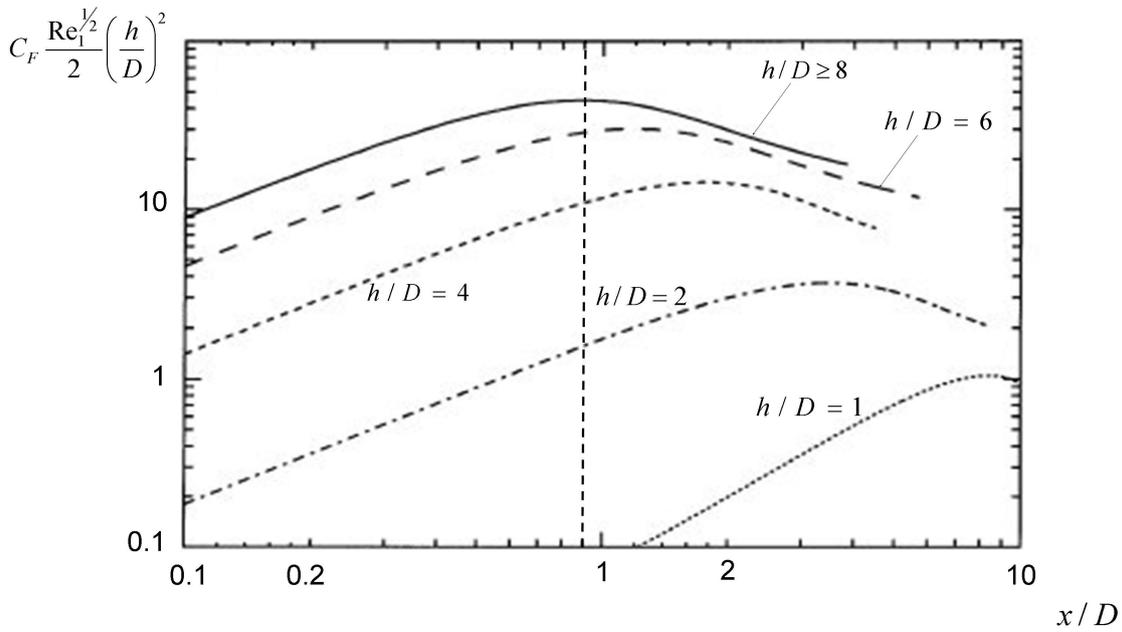


Fig. 3.5 – Distributions de frottement pariétal au voisinage du point d’impact, pour différentes distances d’impact

Poreh et col⁴⁶ proposent $m = -1, 1$, $F_m = 1, 32$ et Witze et Dwyer,⁴⁷ $m = -1, 12$, $F_m = 1, 11$.

L’échelle $y_{\frac{1}{2}}$ suit une loi en puissance du type :

$$\frac{y_{\frac{1}{2}}}{h} = F_n \left(\frac{x}{h}\right)^n \tag{3.10}$$

où $n = 0, 9$ et $F_n = 0, 098$ d’après Poreh et col⁴⁶ et $n = 1, 01$ et $F_n = 0, 0946$, selon Witze et Dwyer.⁴⁷

Pour $y \leq y_{max}$, les profils de vitesse suivent la forme d’une couche limite turbulente.^{45,46} Rappelons brièvement les lois d’équilibre qui caractérisent une couche limite turbulente. On se focalise sur la région interne où l’on distingue 3 zones différentes. Dans cette région les échelles caractéristiques du problème sont la vitesse de frottement u_τ et la distance y à la paroi.

La première zone est la sous-couche visqueuse. Elle s’étend sur une épaisseur $y^+ \leq 5$. Ici, les effets de viscosité moléculaire sont prépondérants devant les effets turbulents. Dans ce cas, le profil de vitesse moyenne est linéaire :

$$\bar{u}^+ = \bar{u}/u_\tau = y^+ \tag{3.11}$$

La zone où la turbulence domine correspond à une distribution logarithmique de la vitesse. Cette zone est localisée dans l’intervalle $y^+ > 20$ et $y^* < 0, 2$, où $y^* = y/\delta$, c’est l’équilibre entre la production et la dissipation de la turbulence qui impose :

$$\bar{u}^+ = \frac{1}{\chi} \ln y^+ + C \tag{3.12}$$

Dans cette relation, C est une constante déterminée expérimentalement, $y^+ = yu_\tau/\nu$ et $\chi = 0, 41$ est la constante de Von Karman.

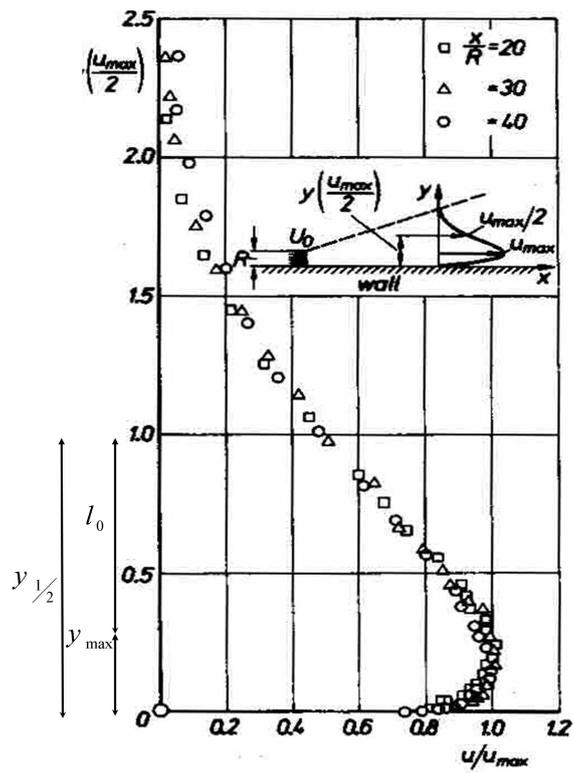


Fig. 3.6 – Profil de vitesses autosimilaire du jet de paroi bidimensionnel, déterminé expérimentalement par Swamy et col.⁴⁸

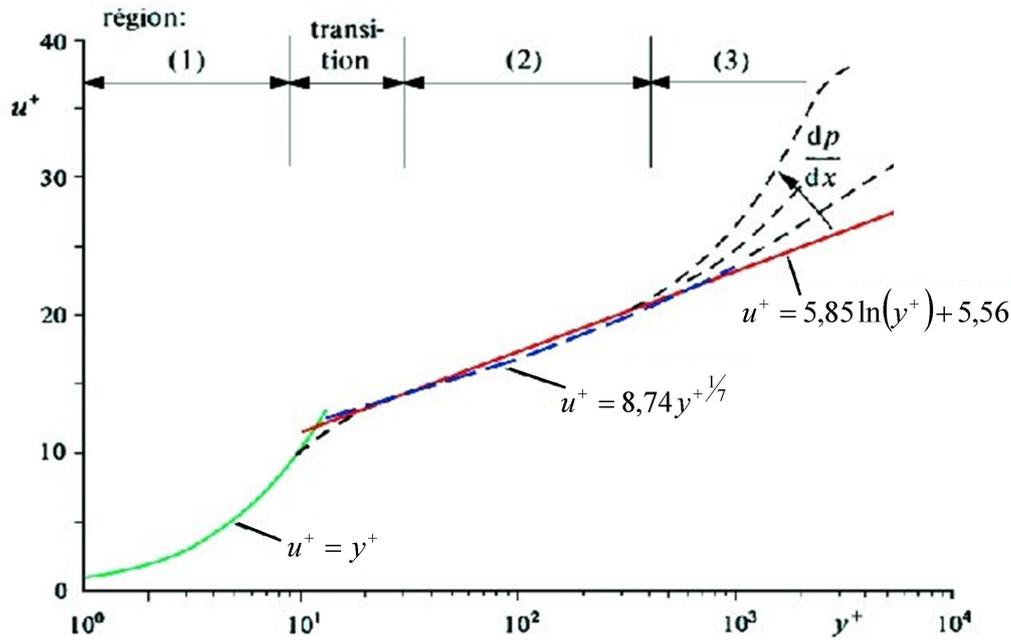


Fig. 3.7 – Profils de vitesse dans la région interne d’une couche limite turbulente, représentation des loi linéaire et logarithmique

Sur le plan pratique, le profil de vitesse peut aussi être représenté par une loi de puissance :

$$\bar{u}^+ = C_j y^{+\frac{1}{j}} \tag{3.13}$$

où $j \simeq 7$ et $C_j = 8,74$ pour une couche limite turbulente sans gradient de pression.

Une zone tampon effectue la transition entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique. Dans cette région, comprise dans l’intervalle $5 \leq y^+ \leq 20$, les efforts visqueux et turbulents sont du même ordre de grandeur.

Les lois décrivant les profils de vitesse \bar{u} sont données pour tout le jet de paroi, à quelques paramètres expérimentaux près. La détermination de ces paramètres permet ensuite de calculer le frottement pariétal.

3.1.4 Frottement pariétal dans l’écoulement de jet de paroi radial

Afin de déterminer u_τ , les lois (3.11) et (3.12) sont ajustées sur les profils de vitesse mesurés. La figure 3.7 illustre cette méthode. On introduit deux définitions pour le coefficient de frottement :

$$C_f = 2 \frac{\tau_p}{\rho \bar{u}_{max}^2} \tag{3.14}$$

et

$$C_F = 2 \frac{\tau_p}{\rho w_1^2} \tag{3.15}$$

où \bar{u}_{max} est la vitesse moyenne maximale dans le jet de paroi et \bar{w}_1 est la vitesse moyenne maximale en sortie de jet.

Des expressions empiriques ont été proposées, l'une par Sigalla⁴⁹ :

$$C_f = A_n (Re_{y_{max}})^n \quad (3.16)$$

l'autre, par Poreh et col⁴⁶ :

$$C_F = 1,357 Re_1^{-0,3} \left(\frac{x}{D}\right)^{-2,3} \quad (3.17)$$

Dans l'expression (3.16), $A_n = 0,0565$, $n = -1/4$ et $Re_{y_{max}} = \bar{u}_{max} y_{max} / \nu$, et dans l'expression (3.17), $Re_1 = \bar{w}_1^2 D / \nu$.

L'expression (3.16) décrit l'évolution du coefficient de frottement dans un jet de paroi plan, alors que l'expression (3.17) a été obtenue dans le cas particulier d'un jet de paroi formé par l'impact d'un jet d'air axisymétrique et constitue pour nous une bonne référence.

Le frottement pariétal peut être décomposé en une valeur moyenne et une valeur fluctuante : $\tau_p = \bar{\tau}_p + \tau'_p$. Ses fluctuations sont alors exprimées par la variance :

$$\overline{\tau_p'^2} = \mu \left[\overline{\left[\frac{\partial u'}{\partial y} \right]_{y=0}^2} \right] \quad (3.18)$$

On peut ainsi définir une échelle caractéristique pour le coefficient de frottement de fluctuations par :

$$\sqrt{\overline{C_f'^2}} = \frac{2\nu}{\bar{w}_1^2} \sqrt{\overline{\left[\left[\frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0} \right]^2}} \quad (3.19)$$

Il est admis que les profils de la vitesse instantanée dans la sous-couche visqueuse restent linéaires.⁷ Les fluctuations de vitesse près de la paroi ne sont pas de nature turbulente, mais les profils sont sujets à des fluctuations d'ensemble. Le profil de vitesse fluctuante est donc décrit par la loi $u' = \alpha'y$ où α' est la composante fluctuante de la pente du profil de vitesse moyen. L'écart-type sur la pente du profil de vitesse à la paroi vitesse est défini par :

$$u_{eff}^+ = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_\tau} \quad (3.20)$$

Cette grandeur obéit à une loi linéaire⁷ :

$$u_{eff}^+ = by^+ \quad (3.21)$$

où $b = \sqrt{\overline{\alpha'^2}} / \alpha$. Le coefficient de frottement fluctuant est ainsi directement proportionnel au coefficient de frottement moyen,⁷ et s'écrit :

$$\sqrt{\overline{C_f'^2}} = aC_f \quad (3.22)$$

où a est une constante expérimentale.

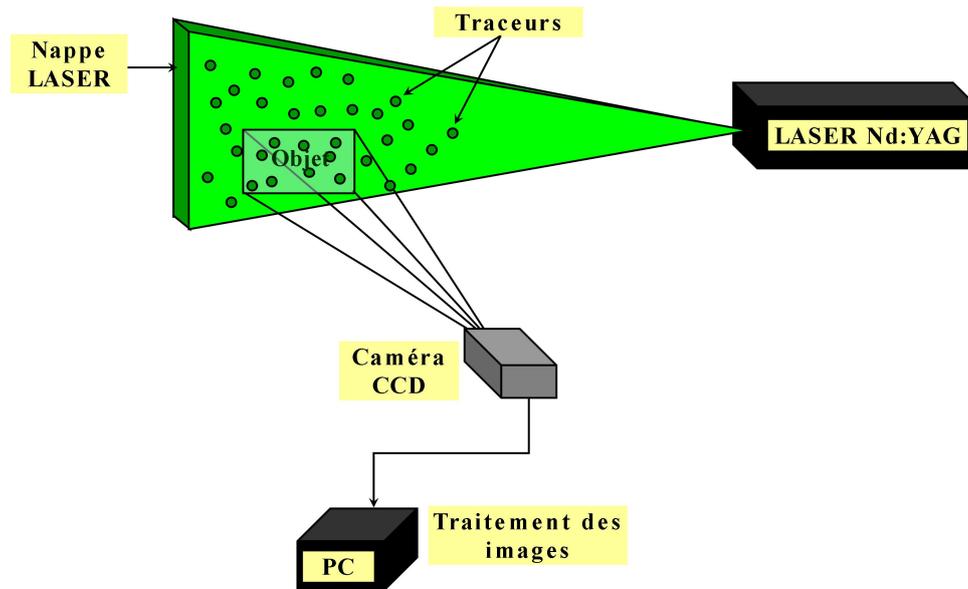


Fig. 3.8 – Schéma de principe de la technique de mesure PIV.

3.2 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

Nous avons utilisé la technique PIV pour caractériser l'écoulement moyen et fluctuant dans un plan de symétrie du jet impactant. Comme schématisé sur la figure 3.8, cette technique repose sur la mesure du déplacement de particules réfractantes dans une nappe lumineuse. Pour ce faire, on émet deux impulsions lumineuses successives dans un intervalle temps très court devant le temps caractéristique de la turbulence.

L'écoulement estensemencé avec des traceurs passifs à base d'huile d'olive. Ici, le diamètre moyen de ces particules est de $0,8\mu m$. Elles sont générées par un aérosol dont les propriétés sont données dans l'annexe D. L'ensemencement est réglé de façon à fournir une grande concentration de particules dans le jet et dans son environnement. La concentration de l'ensemencement est illustrée par la tomoscopie de la figure 3.3. Par ailleurs, afin de limiter les réflexions lumineuse sur la paroi, une peinture phosphorescente à base de Rhodamine-6G est appliquée sur la plaque plane. Le spectre d'émission de ce revêtement est alors éliminé par filtrage optique.

Les micro-gouttelettes d'huile utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement présentent des propriétés irritantes ou toxiques. Le montage expérimental est donc placé dans une enceinte ventilée. Le débit du système de ventilation et son emplacement sont choisis de manière à ne pas perturber ou dissymétriser l'écoulement.

En outre l'enceinte est conçue de manière à permettre une bonne accessibilité pour les systèmes optiques d'émission et de réception. Les figures 3.10 et 3.9 représentent le montage expérimental instrumenté pour la PIV.

On débute les mesures 3 minutes après l'ouverture des vannes afin de s'assurer que l'écoulement soit

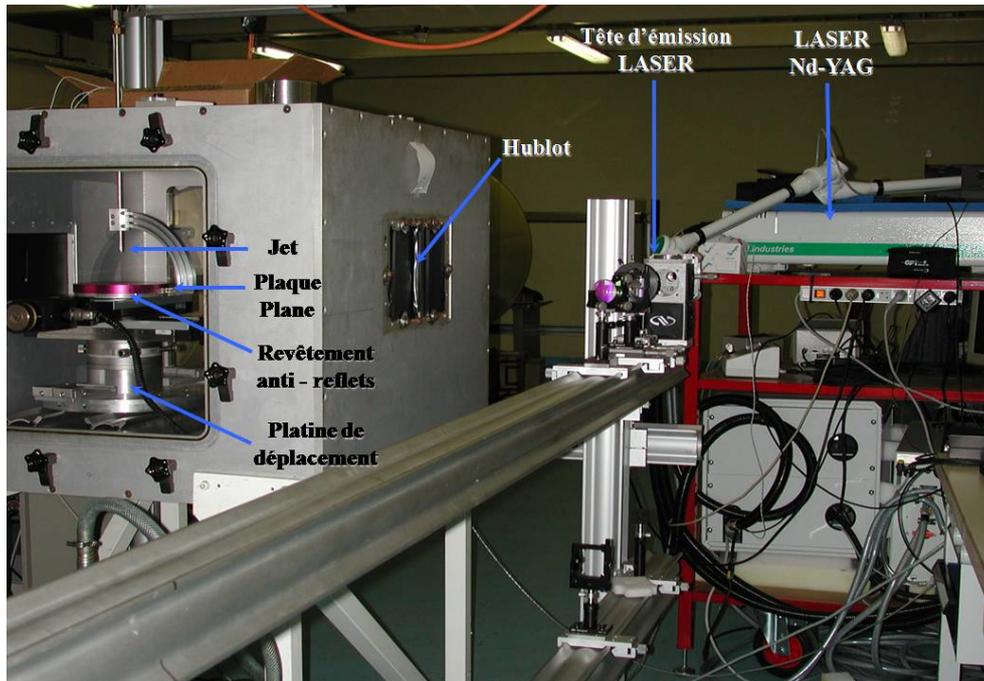


Fig. 3.9 – Photographie de l'installation pour les essais PIV.

stabilisé et que la répartition des particules dans le caisson soit homogène.

La vitesse moyenne en sortie de jet est fixée à $\overline{w_1} \simeq 65 \text{ m.s}^{-1}$. Une prise de pression statique (notée p_s) placée en amont du jet, comme on peut le voir figure 3.1, permet de contrôler cette vitesse. La pression atmosphérique vaut environ 10^5 Pa et la température est voisine de 298 K . Sur la durée d'un essai, qui est de quelques minutes, les variations de pression et de températures sont très faibles ($\Delta p_i \leq 100 \text{ Pa}$ et $\Delta T_i \leq 1 \text{ K}$).

Dans nos expériences, le champ des vitesses de l'écoulement est scruté dans un plan rectangulaire d'environ 100 mm par 80 mm . La fréquence d'acquisition du système PIV est de 4 Hz . Le temps inter-images est fixé à $\Delta t = 3,5 \mu\text{s}$.

Chaque série de mesure comprend typiquement 1200 champs de vecteurs vitesse. Les propriétés moyennes de l'écoulement sont ensuite déduites de ces champs. Comme détaillé dans l'annexe B, le niveau de confiance d'un tel échantillon sur la moyenne et l'écart-type est d'environ 95%.

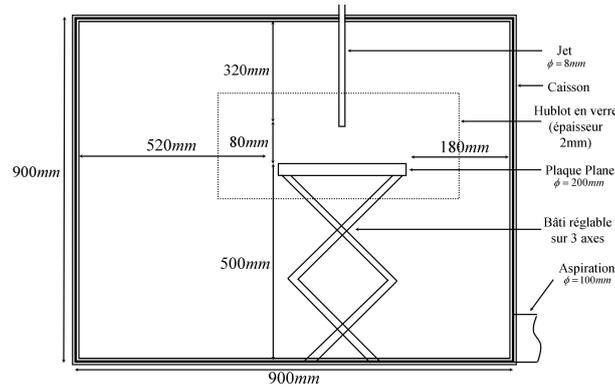


Fig. 3.10 – Montage expérimental installé dans un caisson pour les essais PIV.

3.3 Vélocimétrie Laser à Franges (VLF)

La VLF va nous permettre d'accéder au frottement pariétal. C'est une technique optique de mesure de l'évolution temporelle de l'écoulement en un point. Comme schématisé sur les figures 3.11 et 3.13, elle repose sur la mesure du déplacement de particules réfractantes dans un volume d'interférences obtenu à l'intersection de deux faisceaux lumineux. Le système VLF utilisé dans ces expériences est décrit dans l'annexe G.

L'avantage de la VLF par rapport à la PIV est une très bonne résolution spatiale, notamment près des parois. Il est ainsi possible de mesurer les vitesses près de la plaque plane impactée.

L'ensemencement utilisé pour les essais PIV présente les caractéristiques requises pour la VLF, il est donc conservé. Le montage expérimental est placé dans une enceinte dont les dimensions sont adaptées à la longueur de focale choisie pour le système VLF. Les figures 3.14 et 3.12 représentent l'installation configurée pour les essais VLF.

Les conditions d'essai sont identiques aux essais PIV. Cependant, un essai peut durer plusieurs heures, la pression atmosphérique varie alors d'environ $1000 Pa$, et la différence de température entre le jet et la plaque ainsi que la variation temporelle de température sont de l'ordre de $1 K$.

Typiquement, on réalise deux campagnes d'essais : une première sur la plaque plane recouverte de PSP, et une seconde sur une plaque en verre (lisse et réfléchissant) de dimensions identiques. Le but de cette seconde campagne est d'accéder aux mesures de vitesse dans la sous-couche visqueuse, délicates sur le revêtement PSP. C'est notamment l'occasion de vérifier que le revêtement PSP ne modifie pas le frottement pariétal.

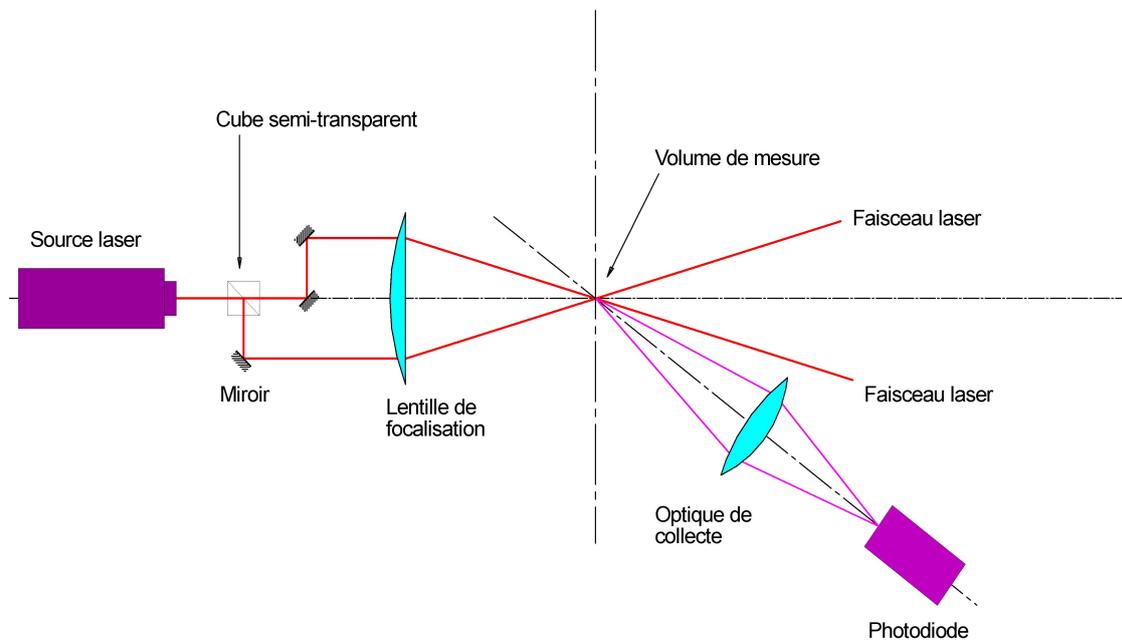


Fig. 3.11 – Schéma de principe de la technique de mesure VLF.

3.4 PSP

La PSP est utilisée pour restituer le champ de pression pariétale. La dégradation du revêtement PSP PyGd est ensuite mesurée et comparée aux frottements pariétaux déduits des mesures VLF.

Le système PSP du DAFE est décrit dans l'annexe J. Le Pyrène et les solvants utilisés dans la PSP sont toxiques^{50, 51} on conserve ainsi l'enceinte ventilée utilisée pour les essais VLF. L'accès optique permet de mesurer le champ de pression sur la totalité de la plaque plane. Le montage expérimental instrumenté pour les mesures PSP est représenté sur les figures 3.15 et 3.16.

Les premiers tests montrent une dégradation significative de la PSP pour un temps de soufflage d'environ 30min. Afin d'obtenir une dégradation importante, la durée standard d'essai est fixée à 4h. Le protocole expérimental est schématisé sur la figure 3.17. Chaque acquisition comprend deux prises de vues consécutives donnant :

- une image d'intensité du spectre d'émission de l'excimère du Pyrène (bleu),
- une image d'intensité du spectre d'émission de l'Oxysulfure de Gadolinium (rouge).

Les prises de vues effectuées avant et après l'essai donnent les images de référence, sans écoulement. Celles effectuées en cours d'essai restituent le champ de pression pariétale. Le calcul de la moyenne sur 50 prises de vue permet de réduire l'incertitude sur le signal à 10/100.

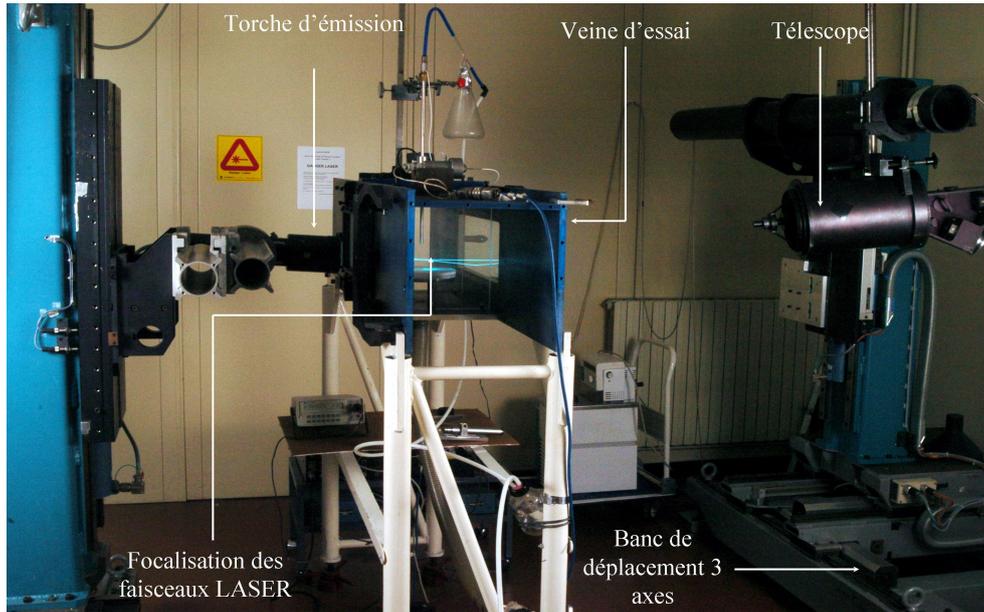


Fig. 3.12 – Photographie de l'ensemble du montage VLF en essais.

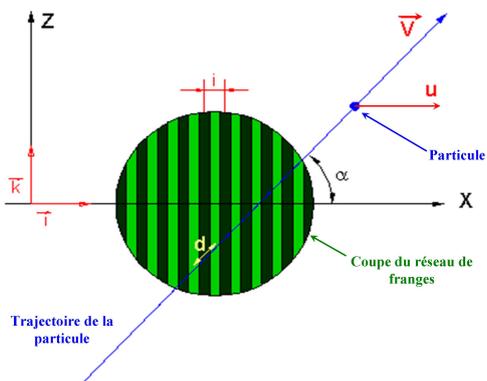


Fig. 3.13 – Principe de la technique VLF. La fréquence f à laquelle la particule traverse le réseau de franges est liée à sa composante de vitesse u : $u = i \times f$

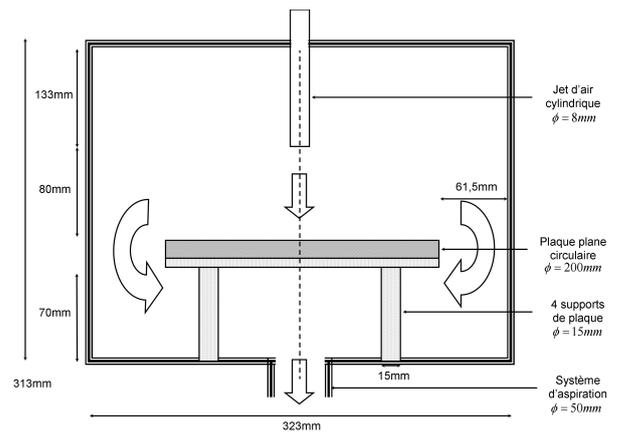


Fig. 3.14 – Schéma représentatif du montage expérimental dans le caisson

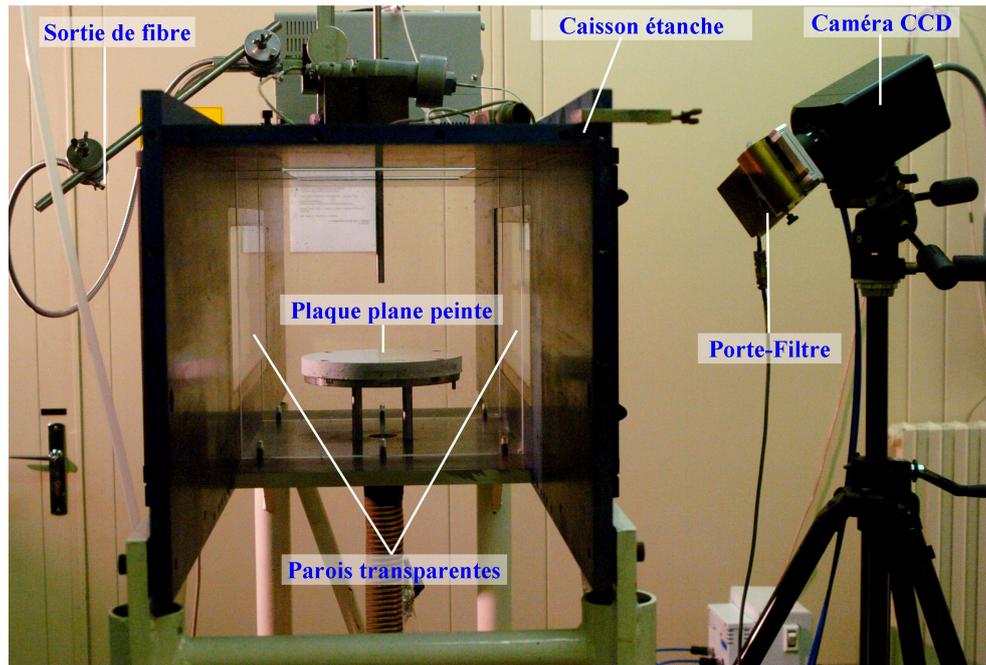


Fig. 3.15 – Montage expérimental instrumenté pour les essais PSP.

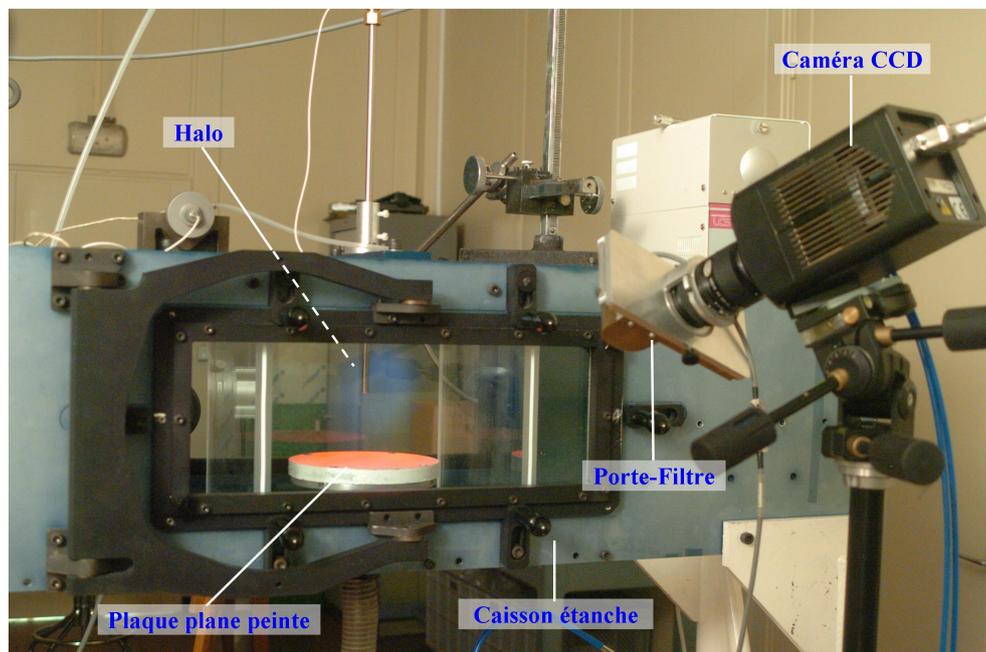


Fig. 3.16 – Montage expérimental instrumenté pour les essais PSP-Positionnement de la caméra CCD.

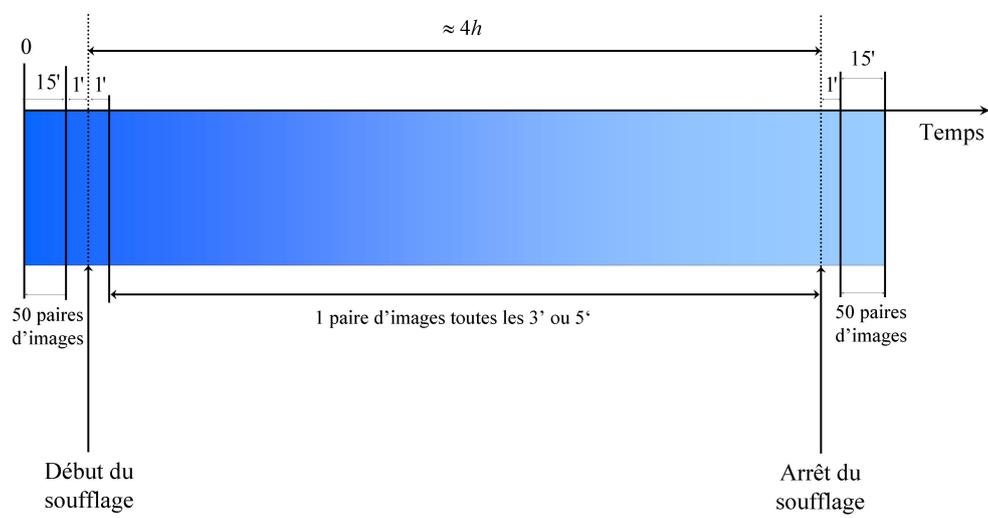


Fig. 3.17 – Protocole expérimental pour les essais PSP.

Mesure de champ

Dans ce chapitre nous présentons les mesures de vitesse réalisées dans un plan de symétrie du jet impactant, à l'aide de la PIV et de la VLF.

4.1 Caractérisation du jet impactant par PIV

Les 1200 paires d'images acquises au cours d'un essai PIV sont décomposées en fenêtres carrées fixes. Les images de particules ont une largeur de 1 pixel. Celles-ci sont représentées de façon classique par une répartition gaussienne de l'intensité spatiale.⁵²

La décomposition des images est guidée par les vitesses mises en jeu. L'étendue des vitesses mesurables dépend directement de la taille des fenêtres d'interrogation. On utilise le critère donné par Adrian,⁵³ qui permet de conserver une probabilité de détection de pic supérieure à 95%. Ce critère stipule que le déplacement inter-images doit être inférieur au quart de la dimension de la fenêtre. Typiquement, le déplacement obtenu est de l'ordre de 10 *pixels* et on choisit de décomposer les images en un réseau de fenêtres carrées de 64^2pixels^2 . On calcule ensuite l'inter-corrélation pour chaque paire d'images.

Afin de ne pas perdre d'informations et de réduire le bruit généré lors du calcul des transformées de Fourier, il est préférable d'imposer un recouvrement entre fenêtres adjacentes.⁵⁴ Cette méthode permet en outre d'augmenter la population des vecteurs vitesses sans effectuer d'interpolation.

Le traitement des résultats PIV est effectué grâce au logiciel DaVis (©LaVision). Ce logiciel propose par ailleurs des algorithmes avancés du calcul de corrélation.

Afin d'augmenter la résolution en vecteurs vitesses et d'étendre la gamme de vitesses mesurables, nous utilisons la technique proposée par Scarano.⁵⁴ Cette technique est basée sur un décalage itératif des fenêtres : à chaque itération, les fenêtres sont réduites en dimension, le calcul de corrélation étant guidé par le résultat précédent.

Le calcul des déplacements inter-images est donc effectué de la manière suivante :

- un premier passage avec des fenêtres de 64^2pixels^2 permet de calculer globalement les déplacements dans l'écoulement. Le maximum de déplacement vérifiant le critère d'Adrian est alors de 16 *pixels*. Les fenêtres se chevauchent de 50%.

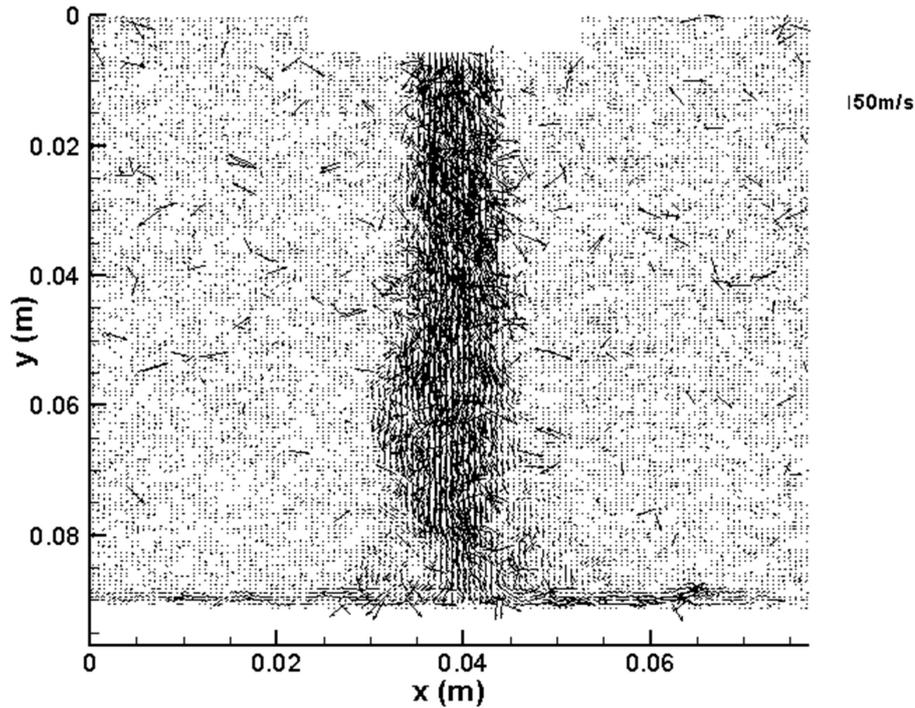


Fig. 4.1 – Cartographie des vecteurs vitesse instantanés dans le plan de symétrie du jet impactant.

- un second passage avec des fenêtres de 32^2pixels^2 . Le chevauchement est ici aussi de 50%.
- un troisième passage avec des fenêtres de 16^2pixels^2 et un chevauchement de 25%

Connaissant le temps inter-images et le rapport entre l'image numérique et l'objet réel, on obtient un champ de 20480 vecteurs vitesse dans le plan de symétrie du jet.

Bien qu'elle améliore la qualité et la résolution des mesures dans beaucoup de configurations, la méthode itérative est encore mise en échec en présence de fortes rotations ou de gradients de vitesse importants. Scarano⁵⁴ propose alors la mise en oeuvre d'une méthode de déformation des fenêtres, appliquée en fonction des gradients de vitesses locaux. Cette méthode est tout à fait appropriée pour notre écoulement, notamment dans la zone de mélange du jet libre où l'écoulement est très turbulent et les gradients de vitesses, élevés.

4.1.1 Cartographies instantanées

La figure 4.1 représente un exemple de champ de vecteurs vitesse instantanée parmi les 1200 calculés. La moyenne spatiale de la vitesse pour chaque composante (u et w) à partir d'une population de 100 vecteurs localisés près de l'orifice du jet donne : $\langle w \rangle = 64 \text{m.s}^{-1}$ avec un écart type de 28m.s^{-1} , et $\langle u \rangle \simeq 0 \text{m.s}^{-1}$ avec un écart type de 24m.s^{-1} .

Parmi ces vecteurs, certains n'ont pas de sens physique. Ils doivent être éliminés en vue du calcul des moments statistiques.

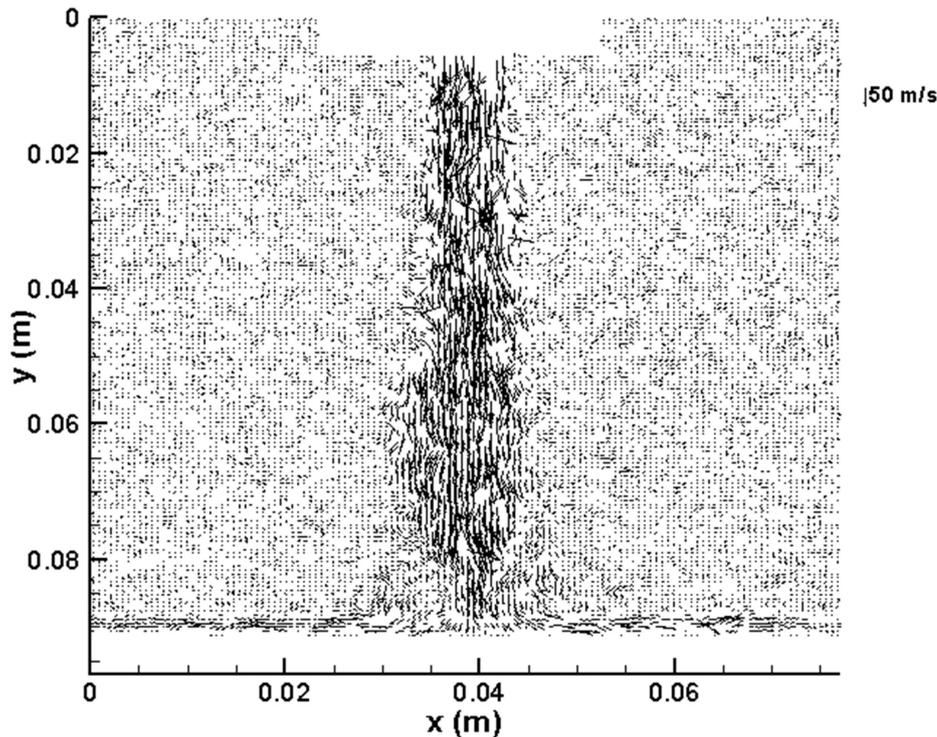


Fig. 4.2 – Cartographie des vecteurs vitesse instantanés après post-traitement.

4.1.2 Post-traitement

Afin d'éliminer les vecteurs vitesse erronés, on applique plusieurs méthodes semi-empiriques de post-traitement, décrites en annexe E. Ces méthodes se résument à des conditions sur les distributions de vecteurs et sur les pics de corrélation. On applique ensuite la méthode de la moyenne comparée afin d'éliminer les vecteurs faux restants. La figure 4.2 représente le champ de vecteurs vitesse instantanée après post-traitement.

4.1.3 Champs de vitesse moyenne et fluctuante

Après post-traitement, les cartographies de vitesse instantanée sont incomplètes. Les moyennes temporelles en chaque point sont calculées sur un échantillon de 1000 à 1200 images.

On utilise la décomposition de Reynolds ($u = \bar{u} + u'$ et $w = \bar{w} + w'$) et on calcule les propriétés statistiques suivantes :

- les moyennes des composantes de la vitesse : figures 4.3, 4.4 et 4.5
- leurs écarts-types ($\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ et σ_w) : figures 4.6 et 4.7,
- les tensions de Reynolds : figure 4.8,
- le taux de turbulence : figure 4.9. Cette quantité est ici définie comme suit :

$$\%(\text{turb}) = \frac{\sqrt{u'^2 + w'^2}}{\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2}} \quad (4.1)$$

Notons que pour 1200 échantillons et un taux de turbulence de l'ordre de 5%, le niveau de confiance des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement (moments statistiques d'ordre 3 et 4) est inférieur à 50%. Le calcul de ces coefficients n'est donc pas effectué.

Ces résultats révèlent une bonne symétrie de l'écoulement. Le milieu dans lequel le jet est immergé est animé d'une vitesse moyenne faible (de l'ordre de $1m.s^{-1}$) en regard des vitesses dans le jet. Ces vitesses résiduelles résultent de l'entraînement exercé par le jet sur le milieu environnant. Elles sont représentées par le tracé des lignes de courant de la figure 4.10. Cette figure révèle une asymétrie de l'écoulement de paroi. Le bras circulaire portant le tube provoque un épaississement de la couche limite dans la moitié gauche du plan de symétrie.

Par ailleurs des réflexions parasites près de la bouche du jet empêchent la détermination de $\overline{w_1}$. De même, un dépôt de particules d'huile sur le revêtement fluorescent engendre une erreur conséquente sur les vecteurs les plus proches de la paroi. Ces vecteurs sont éliminés lors du post-traitement.

4.1.4 Jet libre

Les profils de $\overline{w}(z, r)$ dans la zone de coeur potentiel sont représentés figure 4.11 ($z \leq 5D$). Les figures 4.12 et 4.13 montrent que ces profils sont paraboliques et montrent une bonne symétrie. La vitesse axiale moyenne et la largeur du jet $d_{\frac{1}{2}}$ sont quasi constantes. On supposera que $\overline{w_1} \simeq \overline{w_c}(z = 1D) = 66,19m.s^{-1}$.

Les profils de $\overline{u}(z, r)$, représentés sur la figure 4.14, montrent un décalage global de l'ordre de $0,16m.s^{-1}$, variant avec z , près de l'orifice du jet. Ce mouvement radial moyen est probablement la conséquence d'une légère inclinaison du jet, ou d'un défaut matériel au niveau de la bouche du jet.

Les cartes de fluctuations de vitesses, représentées figures 4.6, 4.7 et 4.8, montrent que la couche de mélange, caractérisée par des fluctuations intenses, rejoint l'axe du jet pour $6D \leq z \leq 7D$. C'est la zone de transition.

On définit la zone d'écoulement pleinement développé pour $z \geq 7D$. Les profils de $\overline{w}(r, z)$, représentés figure 4.15, sont autosimilaires et en assez bon accord avec l'expression (3.1). On observe, figure 4.16, un décalage des profils de \overline{u} , négligeable devant \overline{w} .

4.1.5 Zone d'impact

Les cartes de fluctuations de vitesses 4.6 et 4.7, ainsi que les tensions de Reynolds (figure 4.8) montrent que la turbulence y est intense. Ces fluctuations sont la manifestation du développement du jet et du transfert radial de la quantité de mouvement.

Le jet de paroi émerge de la région d'impact quand $\overline{u} \gg \overline{w}$. On estime alors que la limite entre la zone d'impact et le jet de paroi se situe à une distance $x_{tr} \simeq 2D$ du point d'impact dans le repère (O', x, y) , défini sur la figure 3.1.

4.1.6 Jet de paroi

Dans la région $x \geq 2D$, l'écoulement est parallèle à la paroi, la vitesse moyenne maximale mesurée est de l'ordre de $15m.s^{-1}$ et décroît avec x , l'épaisseur du jet de paroi est de l'ordre de $3mm$. Cependant

la résolution dans le jet de paroi est limitée par la taille des fenêtres d'interrogation utilisées pour le traitement, ici 16^2pixels^2 , soit $1,28 \text{mm}$. En outre l'intensité des gradients de vitesse dans cette région génèrent des biais de mesure importants. Les vitesses mesurées dans le jet de paroi par PIV n'ont donc qu'une valeur qualitative. Cette région doit être explorée à l'aide de la technique VLF, qui offre une meilleure résolution spatiale.

4.2 Caractérisation du jet impactant par la technique VLF à deux composantes

Le système VLF permet de mesurer jusqu'à trois composantes de la vitesse. Nous utilisons ici la VLF à deux composantes dans un plan de symétrie du jet impactant. La configuration du système VLF à deux composantes est détaillée dans l'annexe G. La figure 4.17 montre les paires de faisceaux lumineux générant les deux volumes de mesure.

La lumière émise par les particules traversant les volumes d'interférences est collectée par un photomultiplicateur puis analysée par un processeur de signal. Les paramètres du système d'acquisition sont détaillés en annexe G.5. Le processeur de signal restitue les fréquences de passage de chaque particule ayant traversé les volumes de mesure et permet notamment d'éliminer des erreurs dues à une saturation des photomultiplicateurs.

On effectue un seuillage des fréquences à 6 écart-type de la fréquence pour filtrer certaines erreurs induites par le processeur de signal. La population statistique en chaque point de mesure est de 50000 échantillons. Ceci permet de calculer les moments statistiques d'ordre 1 à 4 avec un niveau de confiance minimum de 95%.

La résolution des profils de vitesse est adaptée en fonction de la région de l'écoulement sondée :

- dans le jet libre : on mesure les profils de vitesse à une distance axiale comprise entre 1 et 9 diamètres (D). Un profil additionnel est mesuré en $z = 0,5D$. Pour chacune de ces cotes le sondage est effectué radialement par pas de $0,5 \text{mm}$ pour $-D \leq r \leq +D$ et de 1mm pour $+D \leq r \leq +3D$.
- près de la paroi : à une hauteur de 4mm , 2mm et 1mm . Pour chaque cote le sondage est effectué radialement par pas de $0,5 \text{mm}$ pour $-D \leq r \leq +D$, de 1mm pour $+D \leq r \leq +3D$, puis de 4mm pour $+3D \leq r \leq +10D$.

La répartition des points de mesure est représentée sur la figure 4.18. Le maillage dans la région de jet de paroi est grossier. Des mesures plus raffinées sont décrites dans le chapitre suivant.

4.2.1 Jet libre

Le sondage VLF à $0,5D$ de la sortie du jet donne $\overline{w_c} = 69,17 \text{m.s}^{-1} \simeq \overline{w_1}$. Les figures 4.19 et 4.20 montrent que les évolutions de la vitesse axiale $\overline{w_c}(z)$ et de l'épaisseur du jet $d_{\frac{1}{2}}(z)$ sont en bon accord avec les résultats PIV. La vitesse mesurée en sortie de jet est supérieure à celle mesurée par PIV ($66,19 \text{m.s}^{-1}$). Cet écart, imputé aux modifications apportées à l'enceinte ventilée et au circuit d'air amont (détendeurs, volumes tampons...), ne modifie pas la structure de l'écoulement.

La vitesse moyenne dans la zone de coeur potentiel, normalisée par $\overline{w_c}(z)$, est représentée sur les

figures 4.21 et 4.22 en fonction de la distance normalisée $x/d_{\frac{1}{2}}$. Ces profils présentent une symétrie satisfaisante.

On observe un décalage global de la vitesse radiale \bar{u} de $0,6m.s^{-1}$ dans le coeur de jet potentiel, l'écoulement ne vérifie donc pas la condition $\bar{u}_c = \bar{u}(z, 0)$. Ce décalage a déjà été observé lors les essais PIV. Ceci confirme que le moyen de mesure n'est pas en cause. Ce défaut est donc attribuable aux imperfections géométriques du montage. En outre $\bar{u}_c \mapsto 0$ lorsque z augmente. Son influence sur l'écoulement dans la région de paroi est donc négligeable.

Les profils dans le jet pleinement développé sont représentés sur les figures 4.23 et 4.24. La figure 4.25 montre qu'ils sont autosimilaires et en bon accord avec les résultats PIV. On note cependant sur la figure 4.26 un écart significatif entre les deux techniques la composante de vitesse radiale. Cet écart est attribuable aux biais de vitesse en PIV, abordés dans l'annexe F.1.

L'écart-type sur les vitesses et les tensions de Reynolds sont représentées figures 4.27, 4.28 et 4.29. Conformément à la figure 4.31 sont en bon accord avec les résultats PIV, et avec les mesures de Donaldson et col.^{39,55} Cependant, on note de nouveau un écart significatif sur les fluctuations radiales. La figure 4.30 représente le taux de turbulence défini par la relation (4.1).

4.2.2 Écoulement de paroi

Les réglages du système VLF permettent de mesurer les deux composantes de la vitesse à environ $1mm$ de la paroi sur le revêtement PSP. L'utilisation d'une plaque plane en verre limite ici les réflexions parasites et permet ainsi de se rapprocher à $0,5mm$ de la paroi. On comparera les mesures effectuées à $1mm$ de la paroi pour les deux types de surface.

Comme on peut le voir sur les figures 4.32 et 4.33, les vitesses moyennes et les fluctuations ne varient pas quel que soit l'état de surface. Il en va de même pour les tensions de Reynolds, représentées sur la figure 4.34.

4.3 Synthèse

L'écoulement moyen et fluctuant a été caractérisé dans un plan de symétrie du jet impactant à l'aide des technique VLF et PIV. Les différentes régions de l'écoulement ont été identifiées. Dans le jet de paroi, on trouve une vitesse radiale moyenne $\bar{u}_{max} \simeq 30m.s^{-1}$ et une écart-type de $\sqrt{u'^2} \simeq 2m.s^{-1}$, ces valeurs permettent d'établir la configuration à adopter pour les mesures proche paroi. Les incertitudes sur la mesure des vitesses en PIV et VLF sont détaillées en annexe F et I.

En outre il ressort des essais VLF que l'influence du revêtement PSP sur l'écoulement de paroi est faible, ce qui est conforme avec l'analyse dimensionnelle réalisée dans la section 2.4.

Dans le chapitre suivant, nous présentons les différentes techniques mises en oeuvre pour mesurer le frottement pariétal.

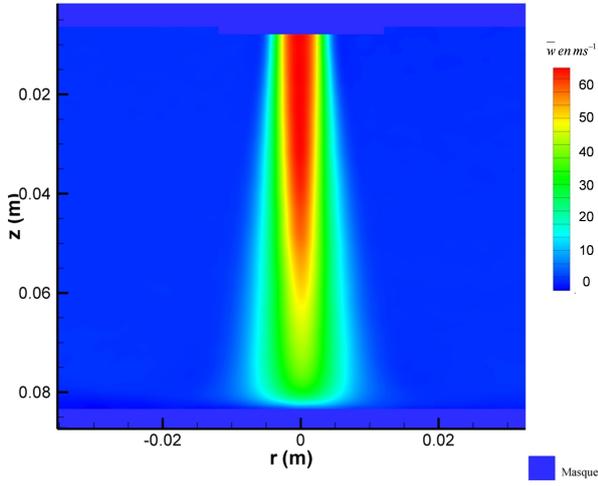


Fig. 4.3 – Champ de vitesse moyenne verticale \bar{w} .

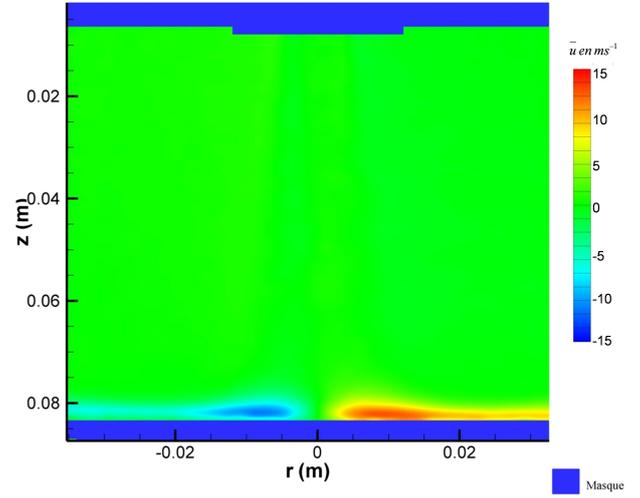


Fig. 4.4 – Champ de vitesse moyenne radiale \bar{u} .

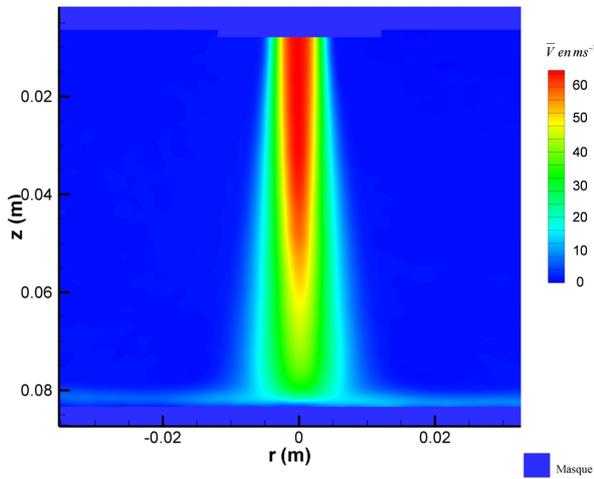


Fig. 4.5 – Module du vecteur vitesse moyenne.

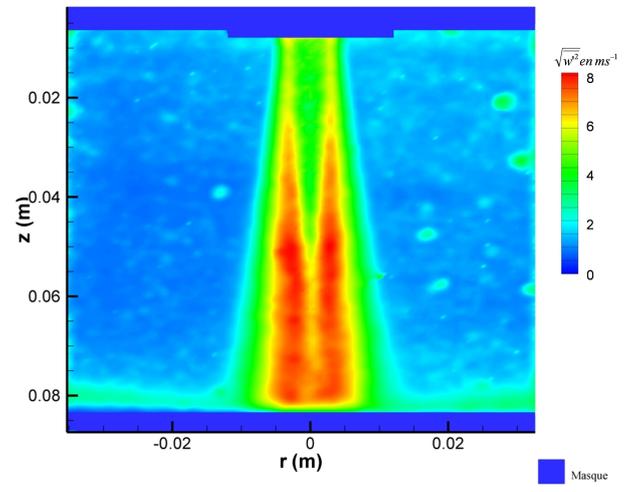


Fig. 4.6 – Fluctuations de vitesse verticale w' .

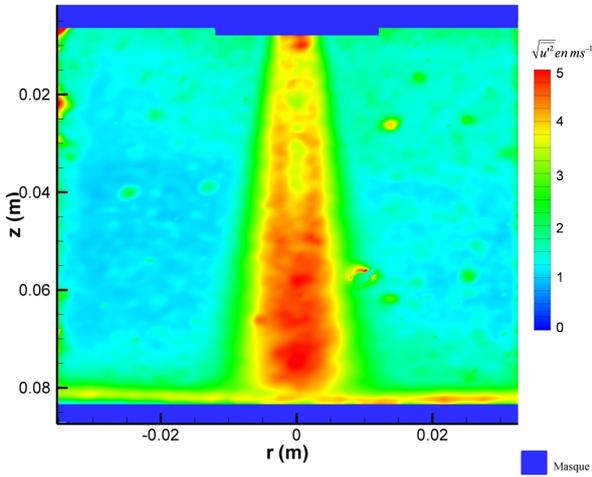


Fig. 4.7 – Fluctuations de vitesse radiale u' .

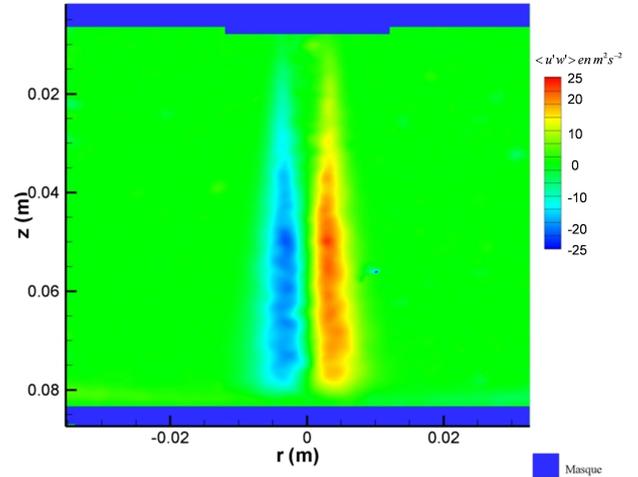


Fig. 4.8 – Tensions de Reynolds.

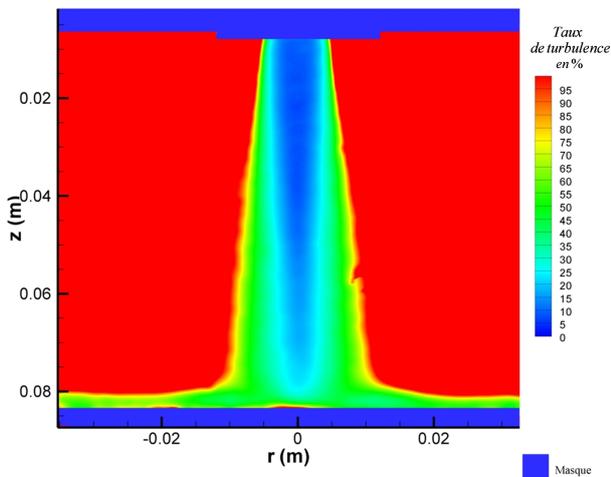


Fig. 4.9 – Taux de turbulence. La vitesse moyenne du milieu environnant (en rouge) étant très faible, le taux de turbulence est nettement supérieur à 100%.

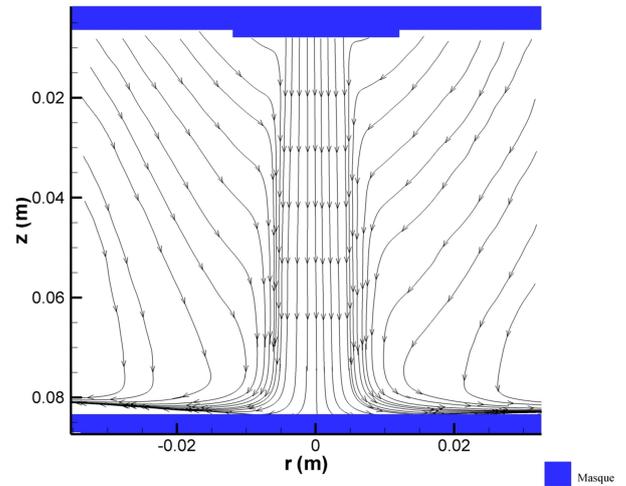


Fig. 4.10 – Lignes de courant dans le plan de symétrie du jet impactant. Cette figure est obtenue après augmentation de la résolution en vecteurs vitesse par interpolation.

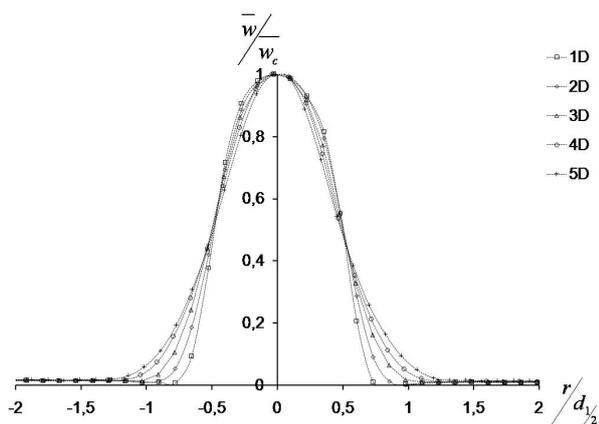


Fig. 4.11 – Profils de \bar{w} dans la zone de coeur potentiel du jet libre. Ici $\bar{w}_c = \bar{w}_1$ et la largeur des profils, $d_{\frac{1}{2}}$, est égale à D .

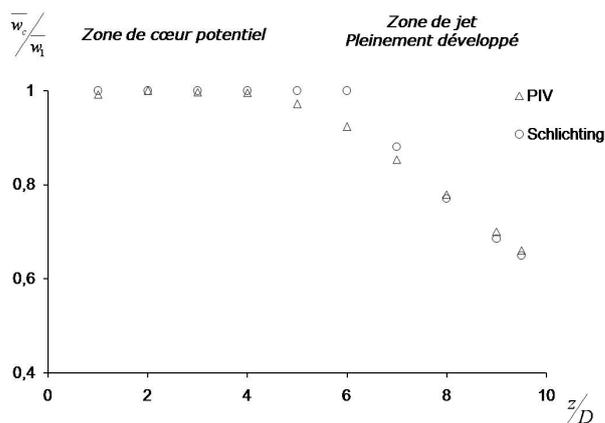


Fig. 4.12 – Évolution de la vitesse verticale moyenne sur l'axe du jet.

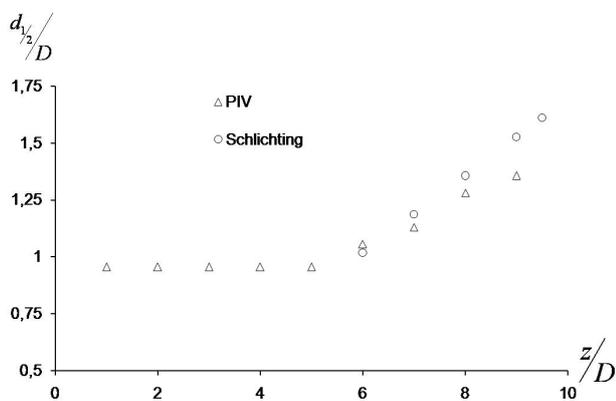


Fig. 4.13 – Évolution de la largeur à mi-hauteur des profils de \bar{w} le long de l'axe du jet.

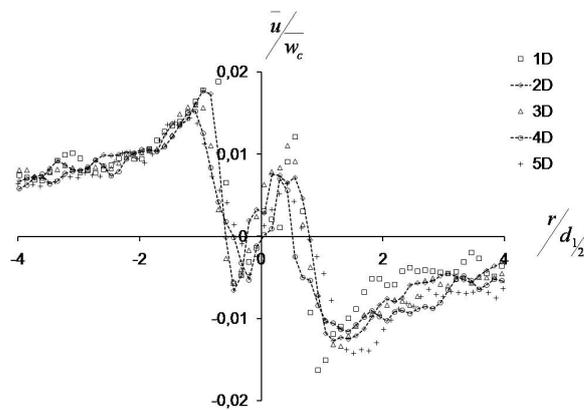


Fig. 4.14 – Profils de \bar{u} dans la zone de coeur potentiel du jet libre.

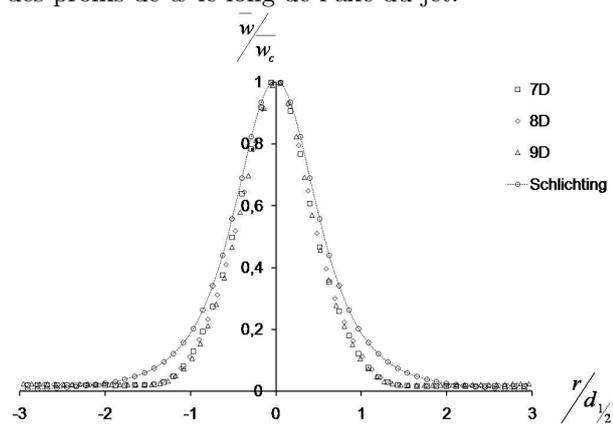


Fig. 4.15 – Profils de \bar{w} dans la zone d'écoulement pleinement développé.

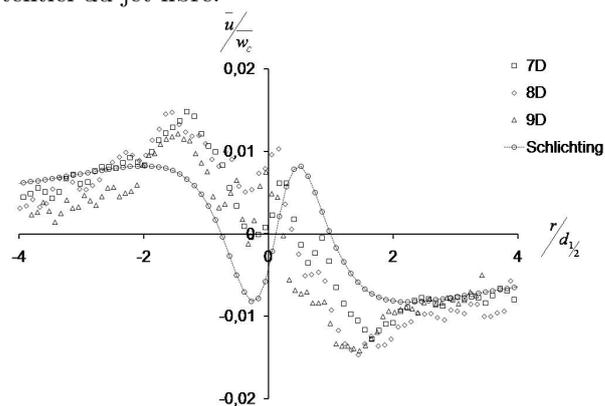


Fig. 4.16 – Profils de \bar{u} dans la zone d'écoulement pleinement développé.

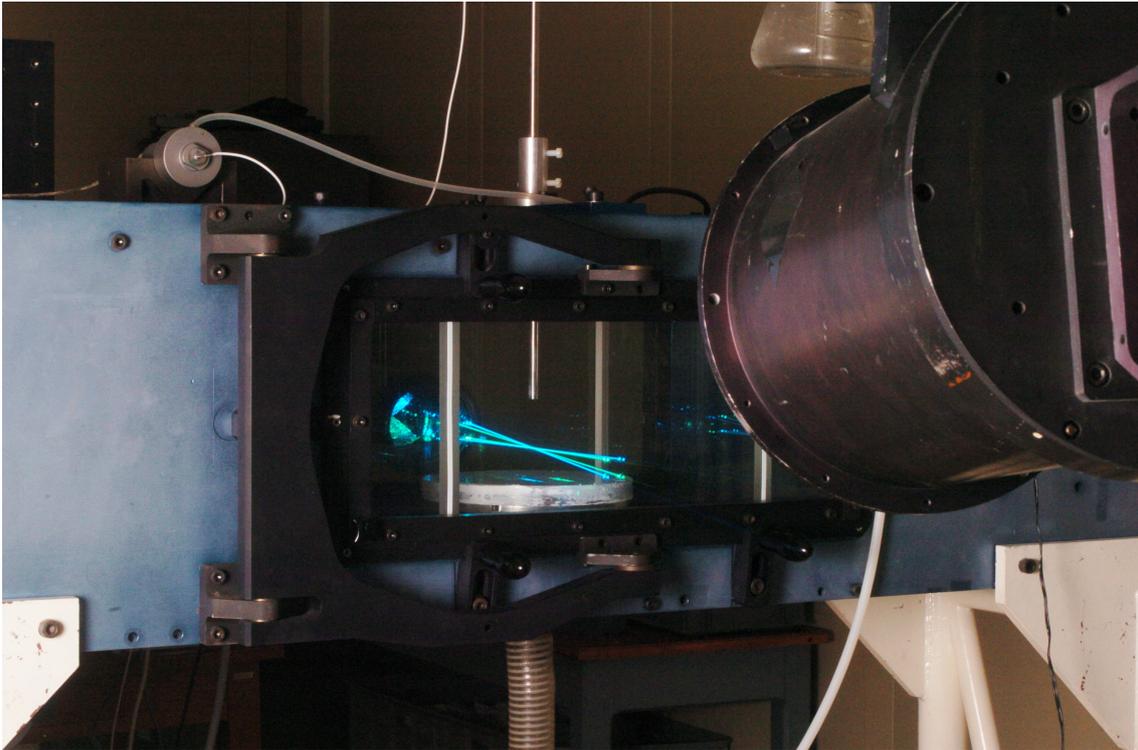


Fig. 4.17 – Photographie de la veine d'essai, les deux paires de faisceaux forment les volumes de mesure dans un plan de symétrie du jet impactant.

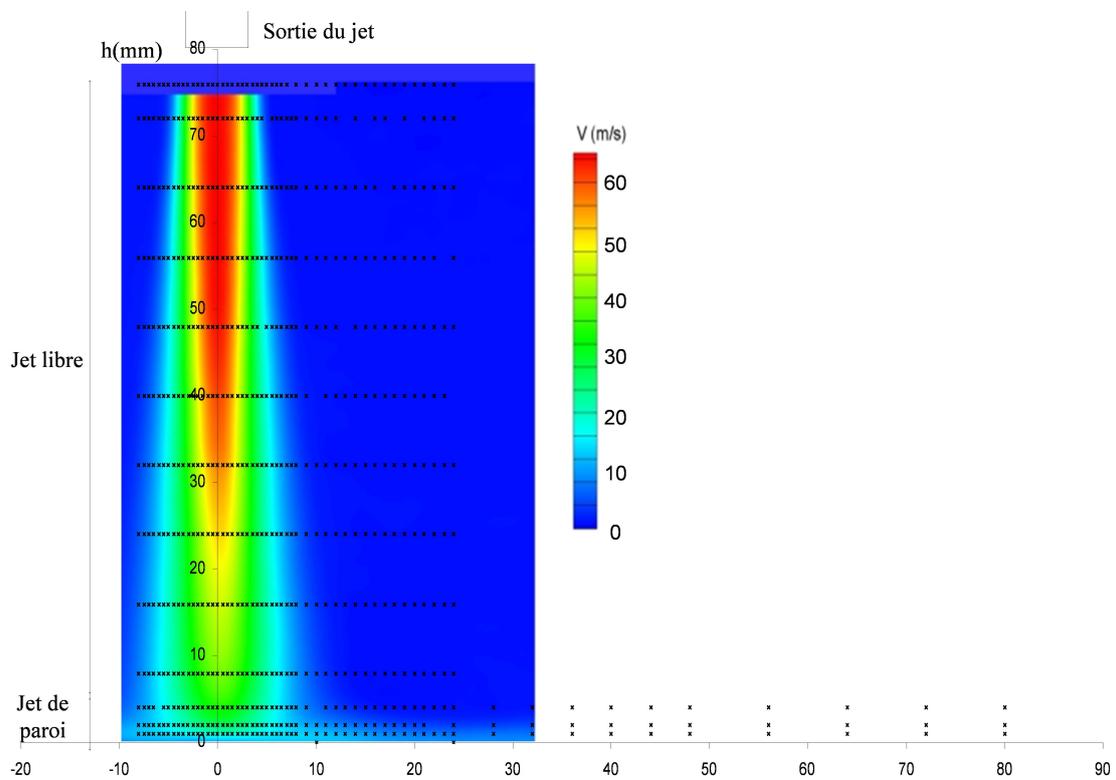


Fig. 4.18 – Répartition des points de mesure pour la technique VLF 2D.

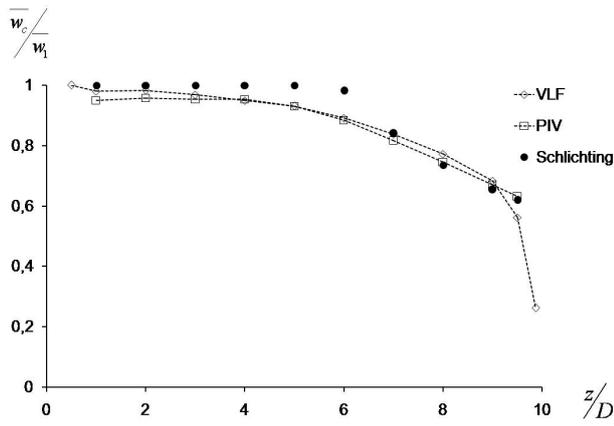


Fig. 4.19 – Évolution de la vitesse axiale moyenne \bar{w}_c le long de l'axe du jet.

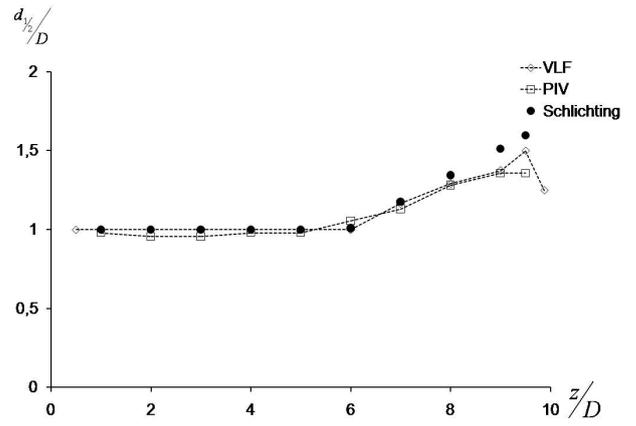


Fig. 4.20 – Évolution de la largeur du jet $d_{1/2}$ le long de l'axe du jet.

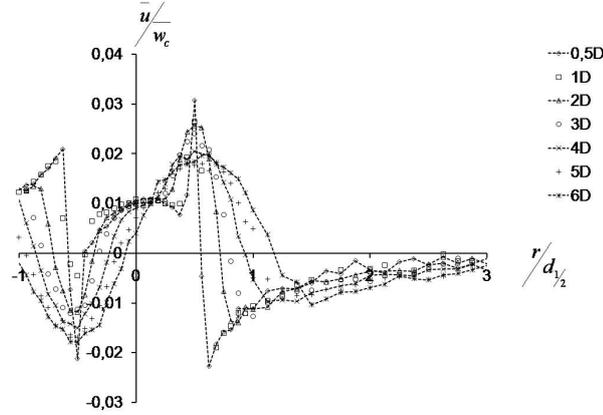


Fig. 4.21 – Profils de vitesse moyenne radiale \bar{u} dans le coeur potentiel du jet.

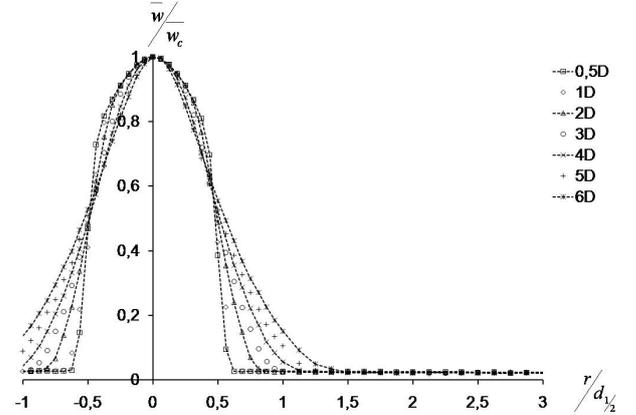


Fig. 4.22 – Profils de vitesse moyenne verticale \bar{w} dans le coeur potentiel du jet.

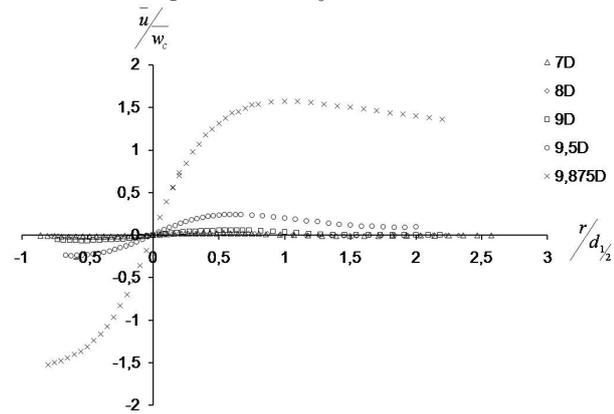


Fig. 4.23 – Profils de vitesse moyenne radiale \bar{u} dans la zone de transition du jet libre et à l'approche de la paroi.

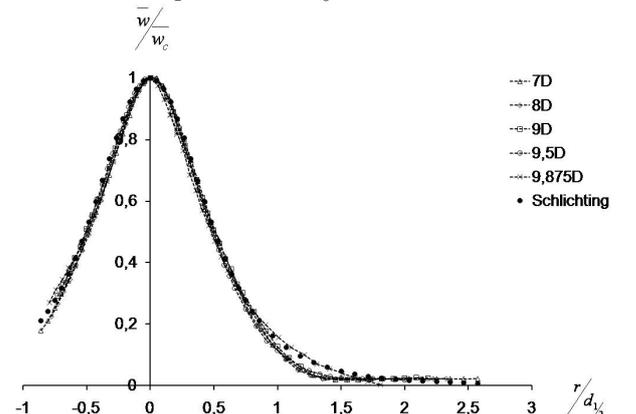


Fig. 4.24 – Profils de vitesse moyenne verticale \bar{w} dans la zone de transition du jet libre et à l'approche de la paroi.

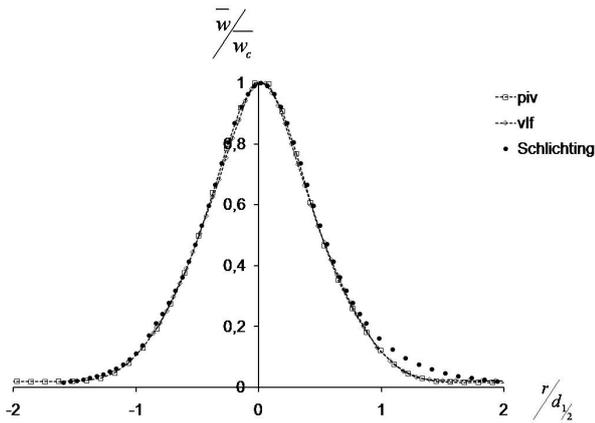


Fig. 4.25 – Comparaison des mesures VLF et PIV en $z = 7D$ pour la composante verticale \bar{w} .

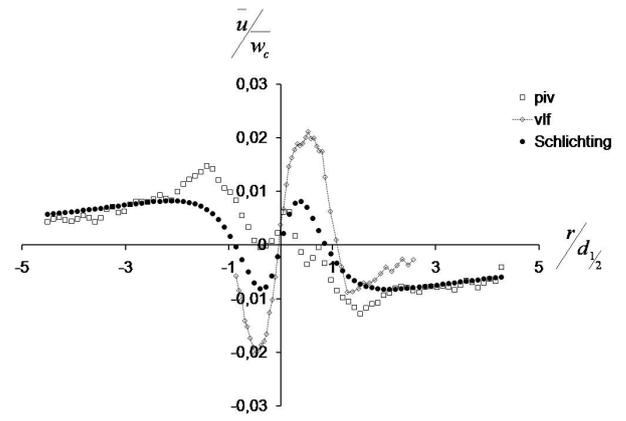


Fig. 4.26 – Comparaison des mesures VLF et PIV en $z = 7D$ pour la composante radiale \bar{u} .

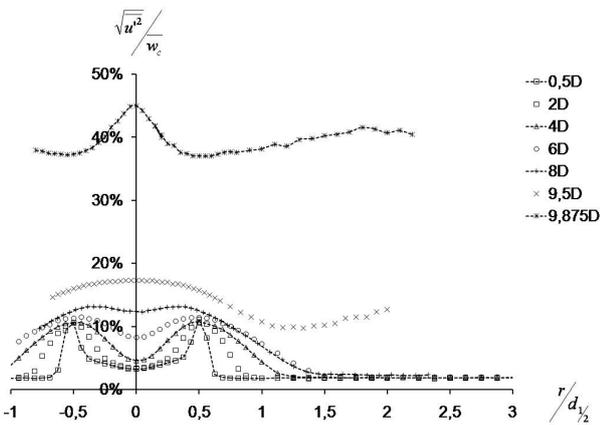


Fig. 4.27 – Fluctuations de vitesse radiale dans la zone de coeur potentiel.

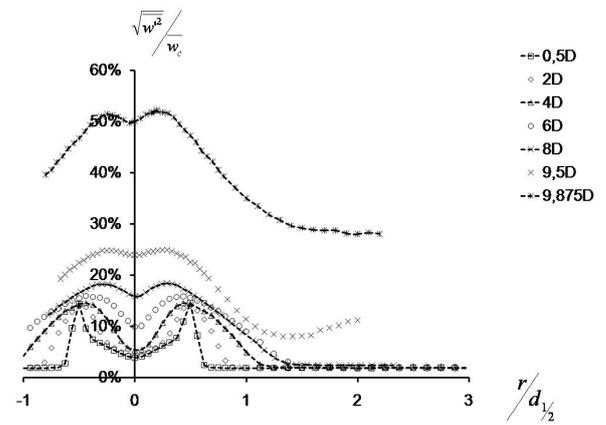


Fig. 4.28 – Fluctuations de vitesse verticale dans la zone de coeur potentiel.

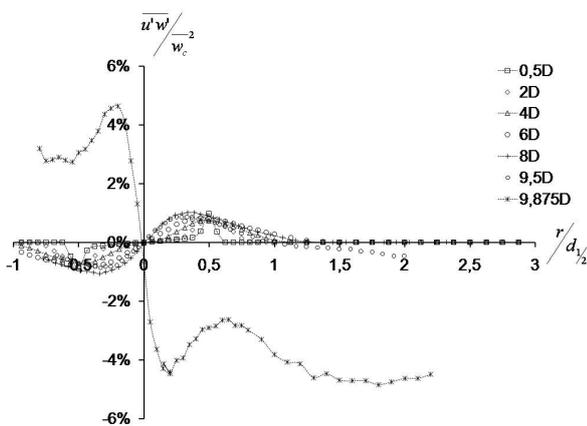


Fig. 4.29 – Tensions de Reynolds

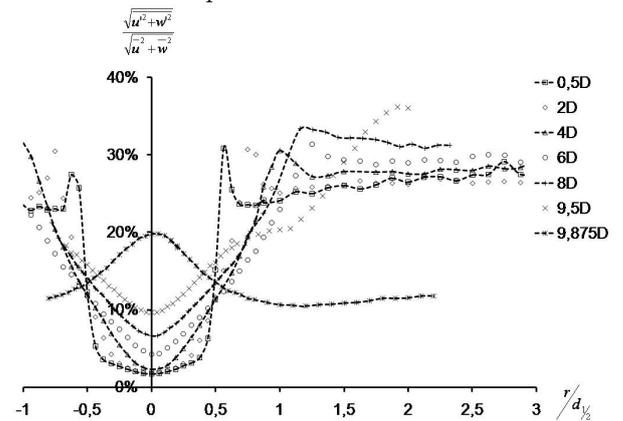


Fig. 4.30 – Taux de turbulence.

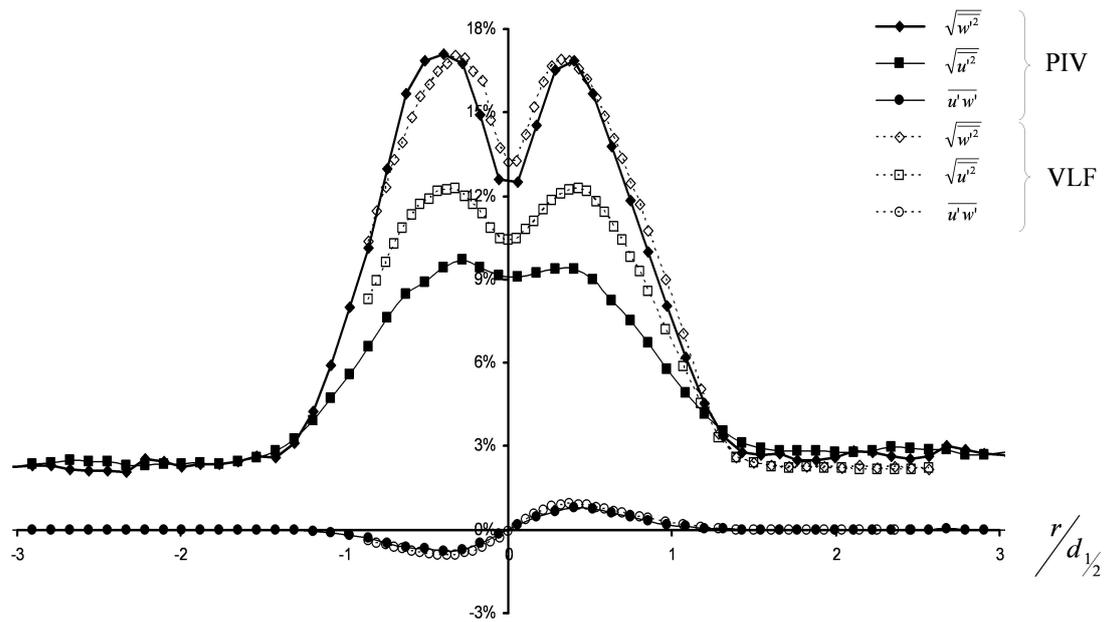


Fig. 4.31 – Fluctuations des vitesses et tensions de Reynolds en $z = 7D$, comparaison des mesures VLF et PIV.

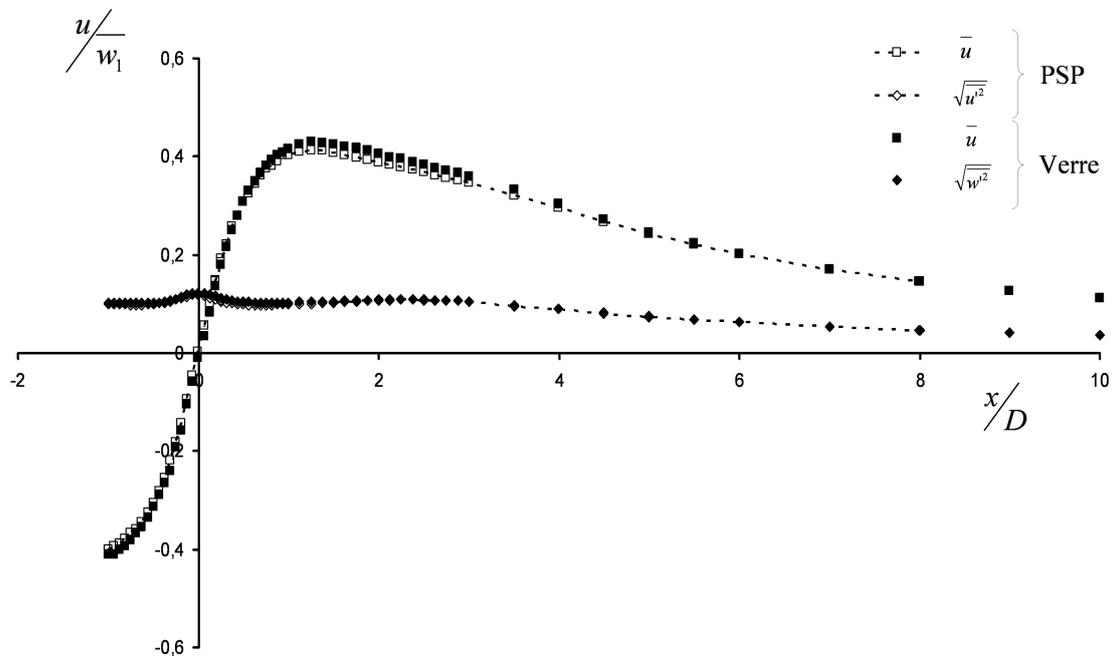


Fig. 4.32 – Composantes fluctuante et moyenne de u , comparaison avec les mesures sur la paroi lisse pour $z = 9,875D$.

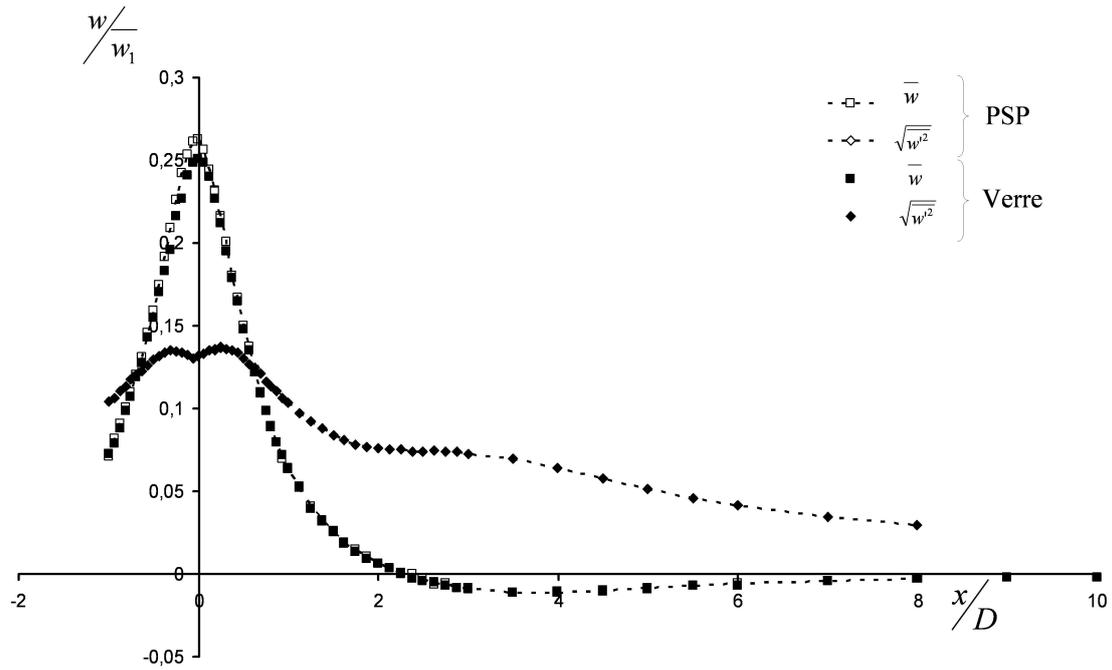


Fig. 4.33 – Composantes fluctuante et moyenne de w , comparaison avec les mesures sur la paroi lisse pour $z = 9,875D$.

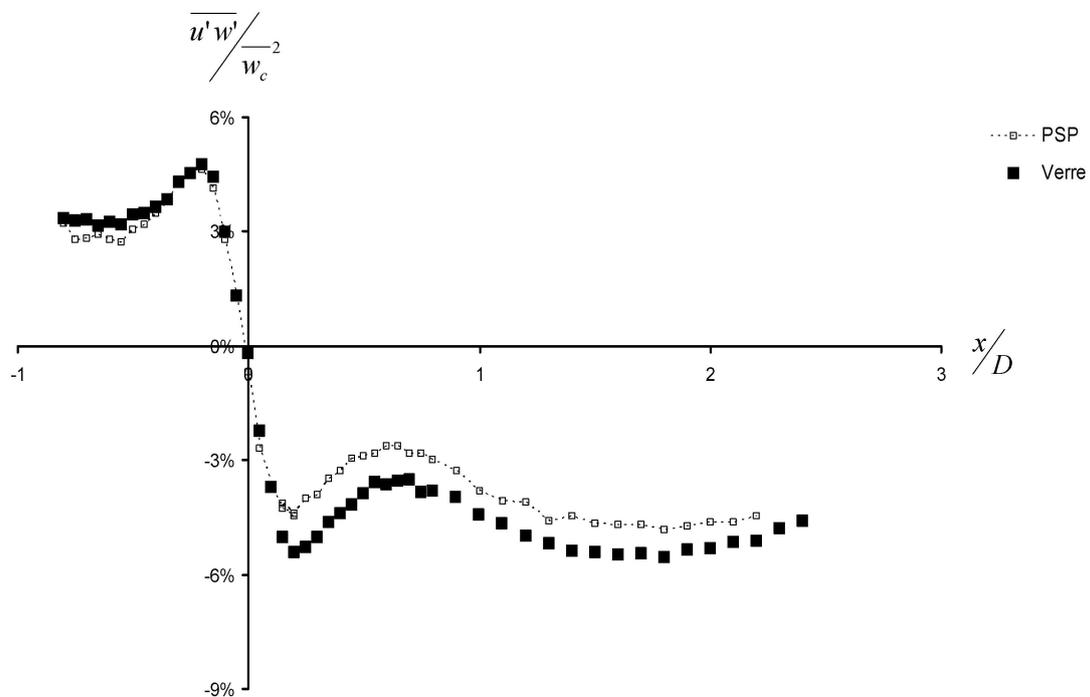


Fig. 4.34 – Tensions de Reynolds, comparaison avec les mesures sur la paroi lisse pour $x = 9,875D$.

Mesure des grandeurs pariétales

Ce chapitre présente les grandeurs pariétales mesurées dans l'écoulement de jet impactant. Le but de ces mesures est de valider le modèle de dégradation de la PSP proposé en section 2.3.

Dans un premier temps, nous présentons une tentative de qualification de l'écoulement de paroi à l'aide de la technique PIV adaptée à l'exploration de petits domaines (de l'ordre du millimètre). Pour ces mesures, on parlera par la suite de "micro-PIV". Cette technique de mesure ne peut être mise en oeuvre lorsque la plaque plane est recouverte de PSP, le revêtement générant des réflexions très intenses à la paroi.

C'est la VLF, configurée pour le sondage des régions de paroi⁵⁶ qui nous permettra de caractériser les profils de vitesse dans cette région, quel que soit l'état de la surface. La configuration du système est décrite en annexe H.

On utilise ensuite la technique PSP pour mesurer la pression pariétale ainsi que la dégradation du revêtement sous l'effet du jet impactant.

Les biais et incertitudes sur le frottement pariétal sont traités respectivement dans les annexes I.3 et F.3 pour les techniques utilisées ici.

La configuration du système PIV a été modifiée afin de mesurer les vitesses dans un champ rectangulaire de $11mm^2$. Le matériel utilisé pour ces expériences est décrit dans l'annexe D. Les images de particules ont un rayon de l'ordre de 5 *pixels*. La concentration de traceurs dans l'écoulement étant inchangée, le nombre de particules présentes dans une prise de vue est nettement plus faible que pour les essais PIV précédents, comme on peut le voir sur la figure 5.1. L'écoulement de paroi est sondé au point d'impact puis pour $x = nD$, avec $n = 1..10$.

On choisit un temps inter-images de sorte que le déplacement typique d'une particule soit de l'ordre de 10 *pixels*. Afin de respecter le critère d'Adrian,⁵³ les images sont décomposées en fenêtres de 64^2 *pixels*², chaque fenêtre contient ainsi deux à trois images de particule. Le chevauchement initial est de 50%.

On procède ensuite à un traitement itératif, proposé par Scarano,⁵⁴ afin d'augmenter la résolution en vecteurs vitesses. Ceci consiste à effectuer un second passage avec des fenêtres d'interrogation de 32^2 *pixels*² (avec chevauchement de 50%), puis de 16^2 *pixels*² (avec un chevauchement de 25%). Lors du

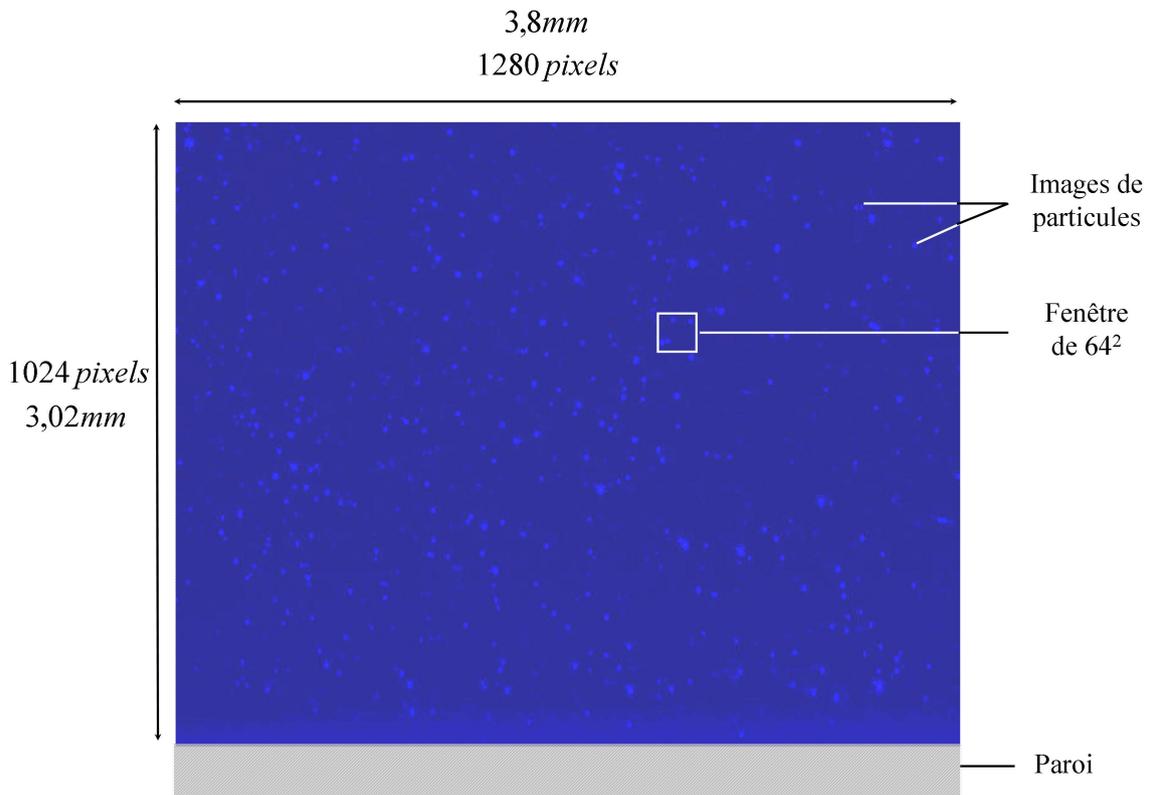


Fig. 5.1 – Images de particules dans le champ d’acquisition, pour les essais PIV proche paroi.

dernier passage, une fenêtre d’interrogation contient au plus une image de particule.

La figure 5.2 montre le champ de vitesse centré sur le point d’impact. La figure 5.3 couvre le voisinage du point de transition entre la zone d’impact et le jet de paroi ($x \simeq 2D$). Dans cette région, la composante verticale de la vitesse devient négligeable devant la composante radiale. Les champs de vitesse du jet de paroi sont détaillés sur les figures 5.4 et 5.5.

L’écart-type sur les vitesses dans le jet de paroi sont représentées sur les figures 5.6 et 5.7, à titre qualitatif. En effet l’écart-type augmente fortement à cause de la faible concentration en traceurs et du grand diamètre des images de particules.^{52,57}

Par ailleurs, la faible concentration en traceurs dans le plan et la quantité de vecteurs faux éliminés lors du post-traitement restreignent la population statistique entre 400 et 700 échantillons pour chaque vecteur vitesse, ce qui est insuffisant pour assurer un bon intervalle de confiance sur le calcul des tensions de Reynolds, comme on peut le voir dans l’annexe F.3.

Finalement, la résolution de la micro-PIV s’est avérée insuffisante pour caractériser la région de paroi dans la couche limite. Ceci est principalement dû à la faible concentration en particules. Ces résultats peuvent servir à l’avenir de futurs développements dans ce domaine.

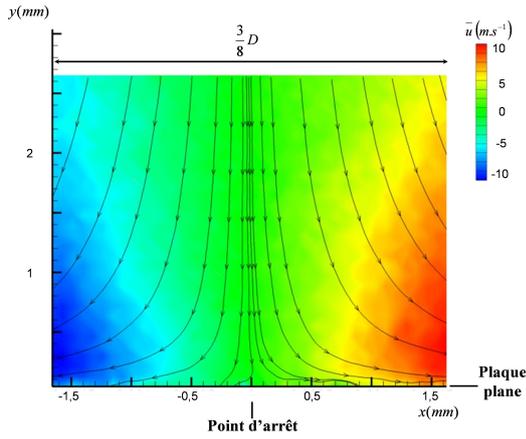


Fig. 5.2 – Lignes de courant dans le champ de vitesse moyenne radiale au voisinage du point d'impact.

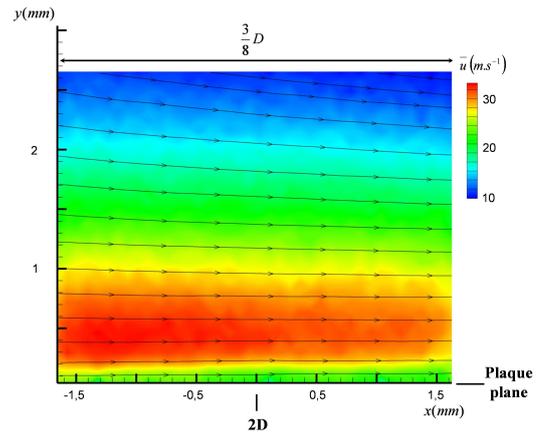


Fig. 5.3 – Lignes de courant dans le champ de vitesse moyenne radiale au voisinage de $x = 2D$.

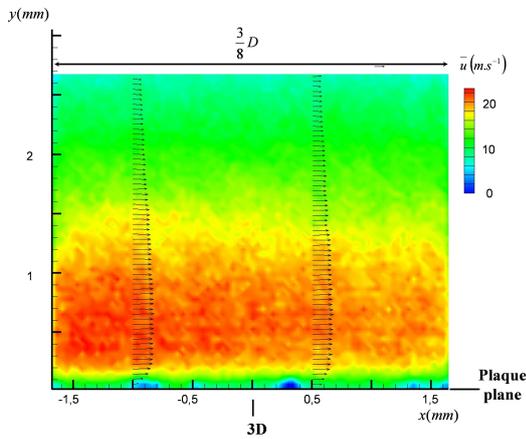


Fig. 5.4 – Vitesse moyenne radiale au voisinage de $x = 3D$.

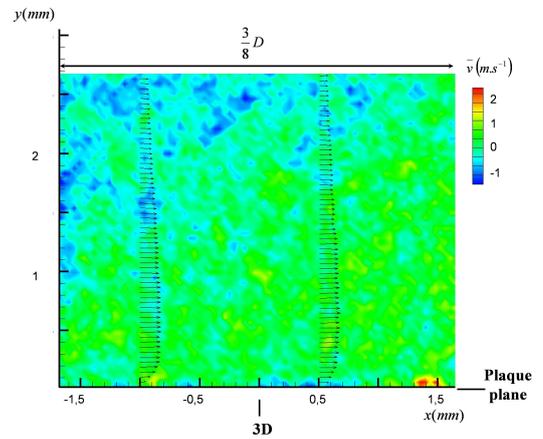


Fig. 5.5 – Vitesse moyenne verticale au voisinage de $x = 3D$.

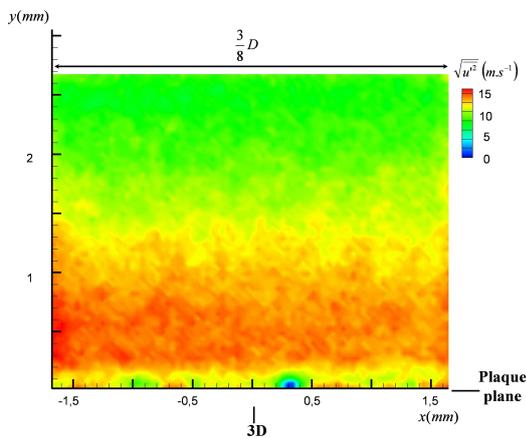


Fig. 5.6 – Écart-type de la vitesse radiale au voisinage de $x = 3D$.

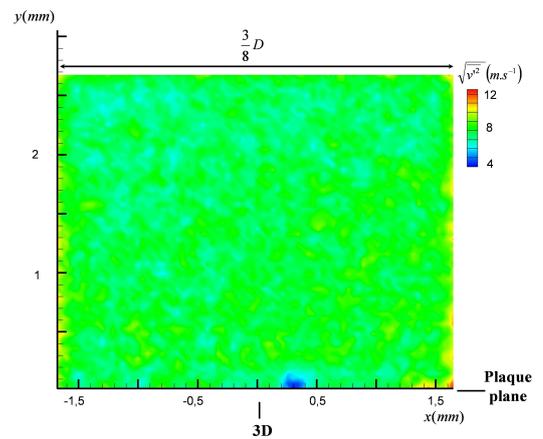


Fig. 5.7 – Écart-type de la vitesse verticale au voisinage de $x = 3D$.

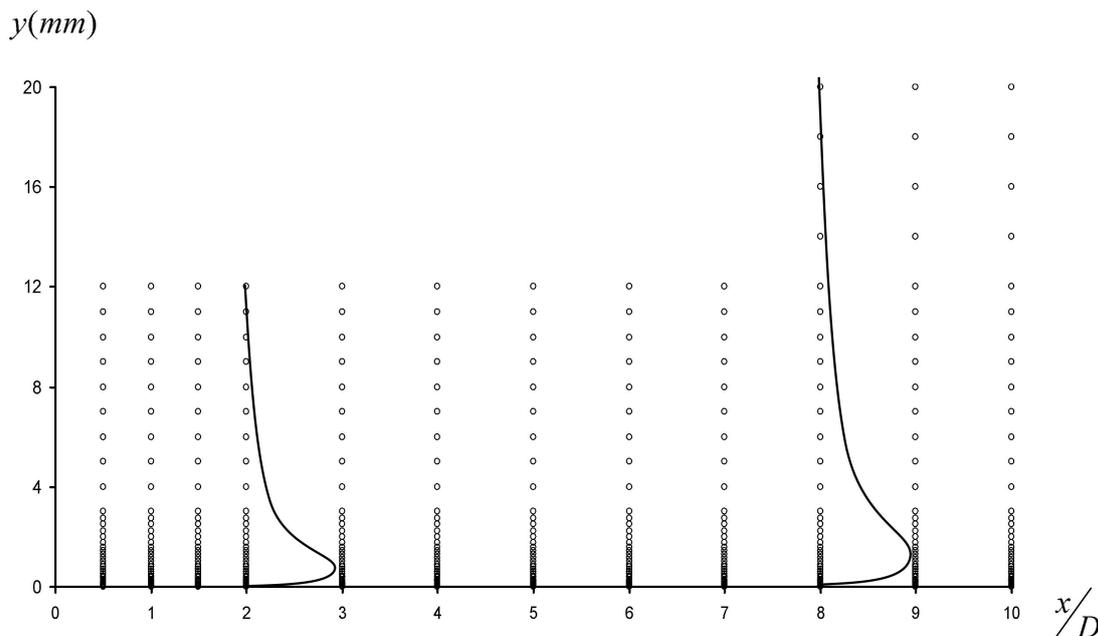


Fig. 5.8 – Maillage des points de mesure en VLF mono composante. Deux profils de vitesse, normalisée par \bar{u}_{max} , sont aussi représentés.

5.1 Mesure du frottement pariétal par VLF en configuration ”ap-proche paroi”

La technique VLF mono composante est utilisée ici pour mesurer la vitesse radiale dans la région de paroi afin de déterminer le frottement pariétal. La configuration du système VLF mono composante est décrite dans l’annexe H. Le maillage des points mesurés est représenté sur la figure 5.8.

5.1.1 Profils de vitesse moyenne

Les profils de vitesse moyenne, représentés figures 5.9 et 5.10, sont auto-similaires dans l’écoulement de jet de paroi pour $x \geq 2D$. La région externe de ces profils est en assez bon accord avec la loi (3.1) (donnée dans l’annexe A) pour $x \geq 2D$, comme le montre la figure 5.11. De même, les expressions théoriques (3.11) et (3.12) décrivent fidèlement les profils de vitesse dans la région interne du jet de paroi, comme le montre la figure 5.12.

5.1.2 Grandeurs caractéristiques du jet de paroi

La haute résolution spatiale du système VLF permet de déterminer les grandeurs caractéristiques du jet de paroi, notamment l’épaisseur de couche limite y_{max} , représentée figure 5.13. y_{max} évolue comme l’épaisseur de la couche limite laminaire dans la zone d’impact, et comme $x^{1,07}$ dans le jet de paroi. De même, l’épaisseur caractéristique du jet, représentée figure 5.14, évolue comme $x^{1,07}$ et est de l’ordre de $y_{max}/4$,^{45,58} ce qui est en bon accord avec la loi (3.10). La vitesse maximale dans le profil, représentée

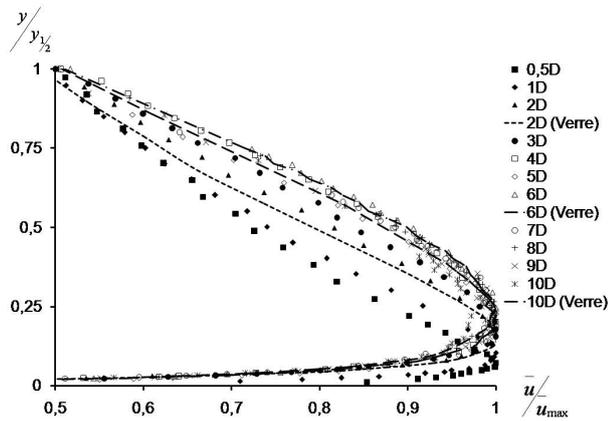


Fig. 5.9 – Vitesse moyenne radiale dans le jet de paroi, en variables adimensionnées par les grandeurs caractéristique de la couche limite $y_{1/2}$ et \bar{u}_{max} .

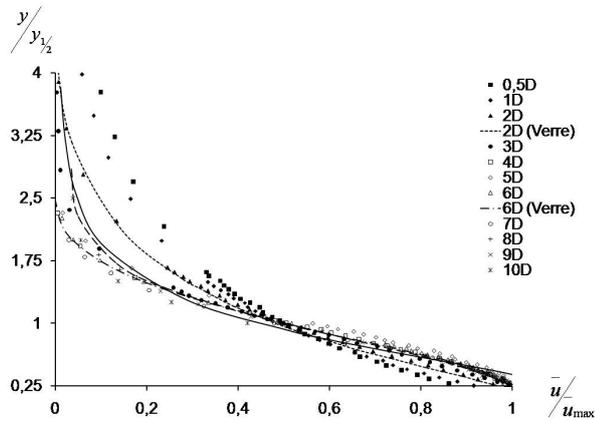


Fig. 5.11 – Profils de vitesse dans la région externe du jet de paroi.

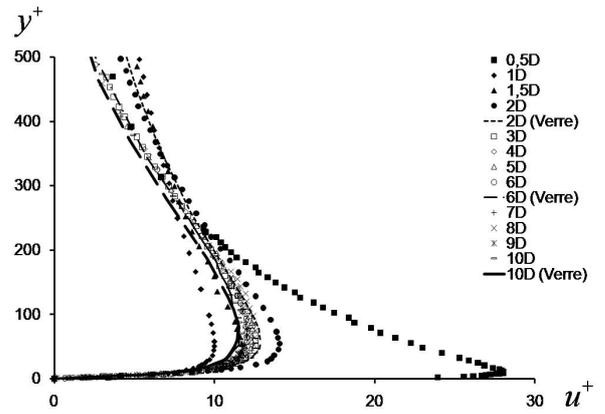


Fig. 5.10 – Vitesse moyenne radiale dans le jet de paroi, en variables adimensionnées par les grandeurs caractéristiques de l'écoulement de proche paroi y^+ et u^+ .

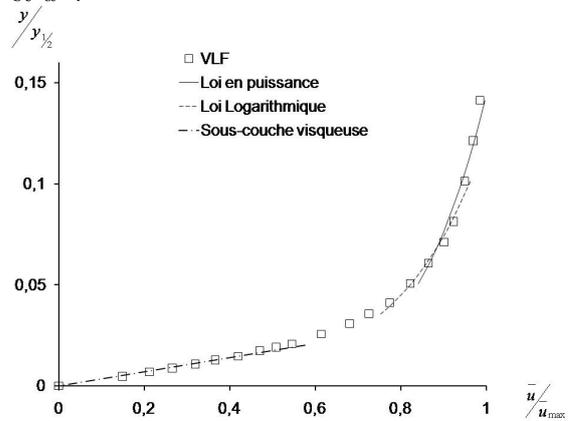


Fig. 5.12 – Profils de vitesse dans la région interne du jet de paroi.

figure 5.15, évolue radialement selon une loi en puissance dans le jet de paroi, en $x^{-1.09}$. Le nombre de Reynolds local $Re_x = \bar{u}_{max}x/\nu$, représenté figure 5.17, est ainsi constant dans le jet de paroi.

On peut ensuite déterminer les grandeurs intégrales suivantes :

– l'épaisseur de déplacement δ^* , définie par :

$$\delta^* = \int_0^{y_{max}} 1 - \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{max}} dy \quad (5.1)$$

– l'épaisseur de quantité de mouvement Θ définie par

$$\Theta = \int_0^{y_{max}} \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{max}} \left(1 - \frac{\bar{u}}{\bar{u}_{max}}\right) dy \quad (5.2)$$

– le paramètre de forme, défini par $H = \delta^*/\Theta$, est représenté figure 5.16. $H \simeq 2$ dans l'ensemble du jet de paroi, ce qui caractérise un écoulement turbulent.

5.1.3 Effet miroir

A l'approche de la paroi, une partie du volume de mesure se réfléchit sur la surface, ceci est traité en détail dans l'annexe H.3. Ces réflexions permettent notamment de mesurer les vitesses pour des cotes négatives : $-100\mu m < y < 0\mu m$, soit $-10 \lesssim y^+ < 0$. On accède ainsi à une image du profil de vitesse symétrique au profil de vitesse réel ($0 < y^+ \lesssim 10$) par rapport à la paroi, comme le représente la figure 5.18. Ainsi pour chaque profil, on peut localiser l'origine à la paroi et valider les vitesses mesurées dans la sous-couche visqueuse.

Cependant, sur le revêtement PSP, le volume de mesure est déformé par les irrégularités de l'état de surface. Les vitesses mesurées pour $y^+ < 0$ sont donc systématiquement biaisées. Dans ce cas, on mesure l'intensité de rétro-diffusion au centre du volume de mesure à l'aide d'une fibre optique centrée sur l'axe optique d'émission et reliée à une photodiode. Lorsque cette intensité est maximale, on obtient l'origine à la paroi.

5.1.4 Coefficient de frottement

Nous disposons des données nécessaires pour calculer le frottement pariétal à partir des lois décrivant les profils de vitesse dans la région interne du jet de paroi.

Dans la zone d'impact, la sous couche visqueuse est petite devant le diamètre du volume de mesure ($\simeq 40\mu m$), ce qui la rend inaccessible. Ainsi la loi linéaire est établie au plus à partir d'un point de mesure et de la condition limite à la paroi $u^+ = 0$. De même la résolution dans la zone logarithmique est limitée, le recalage de la loi logarithmique est ainsi réalisé sur deux points. Ceci a pour effet de générer une incertitude non négligeable sur la détermination du frottement pariétal.

L'épaisseur de la sous-couche visqueuse et de la zone logarithmique augmente radialement, ce qui permet une meilleure détermination de la région interne de la couche limite. Les figures représentées sur la figure 5.19 illustrent le nombre de points utilisés pour le recalage des lois linéaire et logarithmique sur deux profils de jet de paroi, localisés respectivement près du point de transition ($x = 2D$) et dans le jet de paroi établi ($x = 7D$).

La vitesse de frottement et le frottement pariétal sont ensuite calculés pour chaque profil de vitesse. Ces grandeurs sont représentées sur les figures 5.21 et 5.20. On remarque que τ_p croît fortement dans

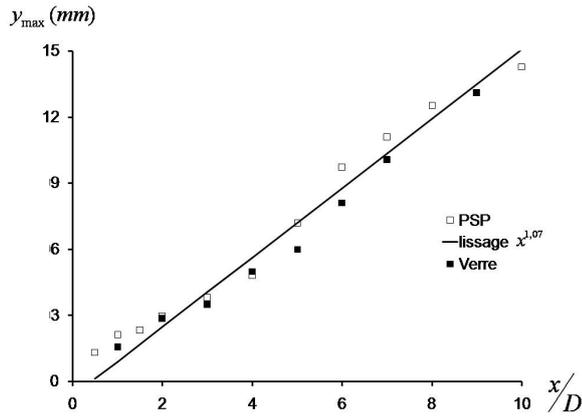


Fig. 5.13 – Évolution radiale de l'épaisseur de couche limite (y_{max}).

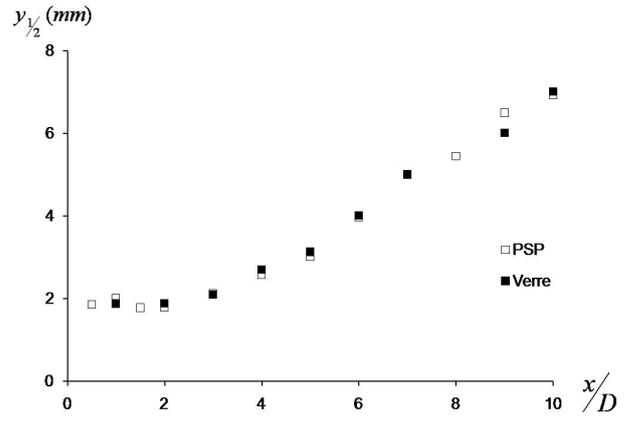


Fig. 5.14 – Évolution radiale de l'épaisseur caractéristique du jet de paroi ($y_{\frac{1}{2}}$).

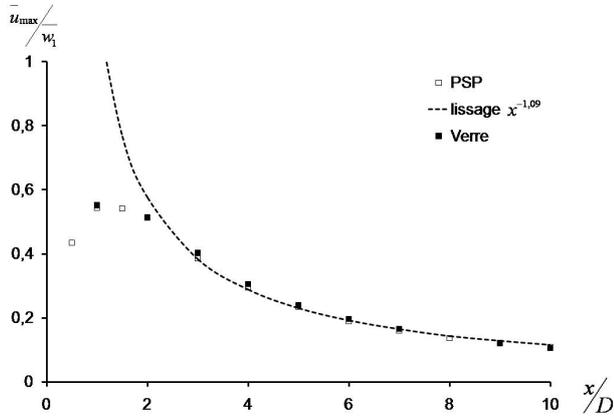


Fig. 5.15 – Évolution radiale de la vitesse moyenne \bar{u}_{max} .

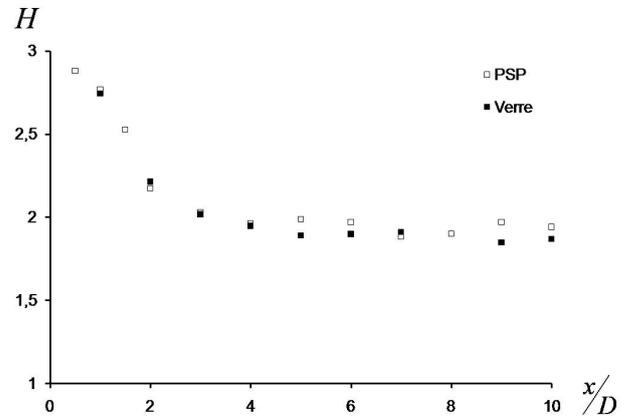


Fig. 5.16 – Évolution radiale du paramètre de forme H .

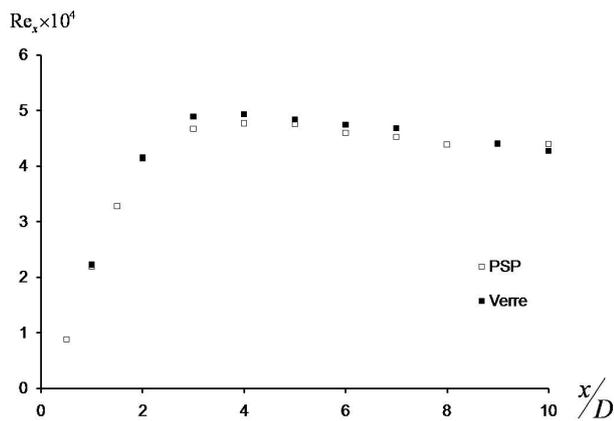


Fig. 5.17 – Évolution radiale du nombre de Reynolds local Re_x .

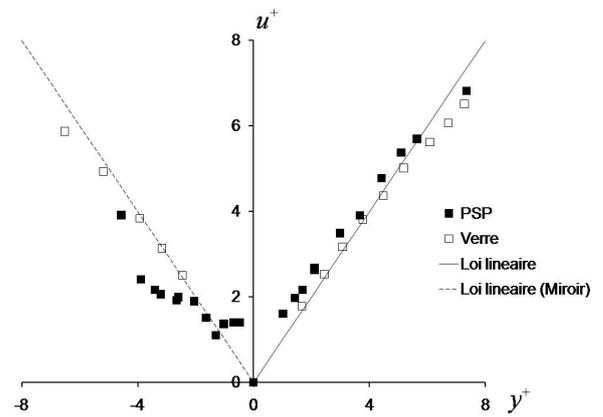


Fig. 5.18 – Profil de vitesse près de la paroi en $x = 7D$ et son symétrique, en variables de couche limite.

la zone d'impact puis passe par un maximum en $x \simeq 1,2D$. Dans le jet de paroi, τ_p évolue comme $x^{-1,8}$. Ces résultats sont en bon accord avec les lois empiriques données par Phares et col.^{44,59} La figure 5.22 représente la longueur visqueuse, notée $L_\nu = \nu/u_\tau$, qui caractérise l'épaisseur de la sous-couche visqueuse.

Les figures 5.23 et 5.24 représentent l'évolution des coefficients de frottement définis par les relations (3.14) et (3.15) dans le jet de paroi. C_f est quasi constant pour $x \geq 3D$, on remarque un écart significatif avec les résultats de Phares et col.⁵⁹ et de Riethmuller et Leprince.⁷ Cet écart n'est pas surprenant étant données les différences de conditions d'essai. En effet dans la configuration utilisée par Riethmuller et Leprince,⁷ le nombre de Reynolds en sortie de jet est plus élevé ($Re_1 = 10^5$) et la distance d'impact est seulement de $h = 8D$ (contre $h = 10D$ dans notre cas), augmentant sensiblement les frottements pariétaux.

On propose une expression empirique pour les coefficients de frottement, sous la forme :

$$C_f = 0,0681Re_{y_{max}}^{-0,245} \quad (5.3)$$

$$C_F = 1,2Re_1^{-0,38} \left(\frac{x}{D} - 0,65 \right)^{-2,2} \quad (5.4)$$

où un des paramètres est l'origine virtuelle du jet de paroi et vaut $0,65D$. \bar{u}_{max} évolue comme $x^{-1,09}$, ainsi C_f est quasi constant dans le jet de paroi. Par ailleurs, C_F évolue selon une loi en puissance comparable aux résultats de Poreh et col.⁴⁶

5.1.5 Fluctuations de vitesses près de la paroi

Nous nous intéressons ici aux fluctuations de vitesse radiale dans le jet de paroi. Le but est de comparer cette grandeur à la dégradation de la PSP, en accord avec le modèle donné dans la section 2.3.

Les profils de fluctuation de vitesse sont représentés sur les figures 5.25 et 5.27. On note que les fluctuations sur paroi lisse et sur PSP sont en bon accord. L'hypothèse de non rugosité du revêtement PSP est ainsi vérifiée. La figure 5.27 montre que le taux de turbulence atteint 35% dans le jet de paroi. En outre, la figure 5.28 montre que les valeurs maximales de u_{eff}^+ , défini par la relation (3.20), sont atteintes entre $y^+ = 10$ et $y^+ = 100$. Ces valeurs sont en assez bon accord avec les mesures réalisées par Riethmuller et Leprince⁷ dans un jet de paroi, comme le montre la figure 5.29. On ne peut toutefois pas conclure sur le comportement de u_{eff}^+ dans la zone d'impact ($x/D \leq 2$). En effet les biais de mesure (voir I) engendrent une erreur importante sur le calcul du frottement pariétal dans cette région.

D'après la relation (3.22) le coefficient de frottement fluctuant est directement proportionnel au coefficient de frottement moyen,⁷ et s'écrit :

$$\sqrt{C_f'^2} = aC_f \quad (5.5)$$

Les mesures donnent ici une constante $a = 0,32$. Cette proportionnalité n'est toutefois valable que dans le jet de paroi, c'est à dire pour $x \geq 2D$.

Le frottement pariétal fluctuant évolue donc comme le frottement pariétal. Or les fluctuations de frottement à la paroi sont dues aux fluctuations d'ensemble de la sous couche visqueuse.⁷ La figure 5.30 représente l'écart - type non adimensionné de la vitesse ($\sqrt{(u'^2)}$) (noté u'_p) pris au plus près de

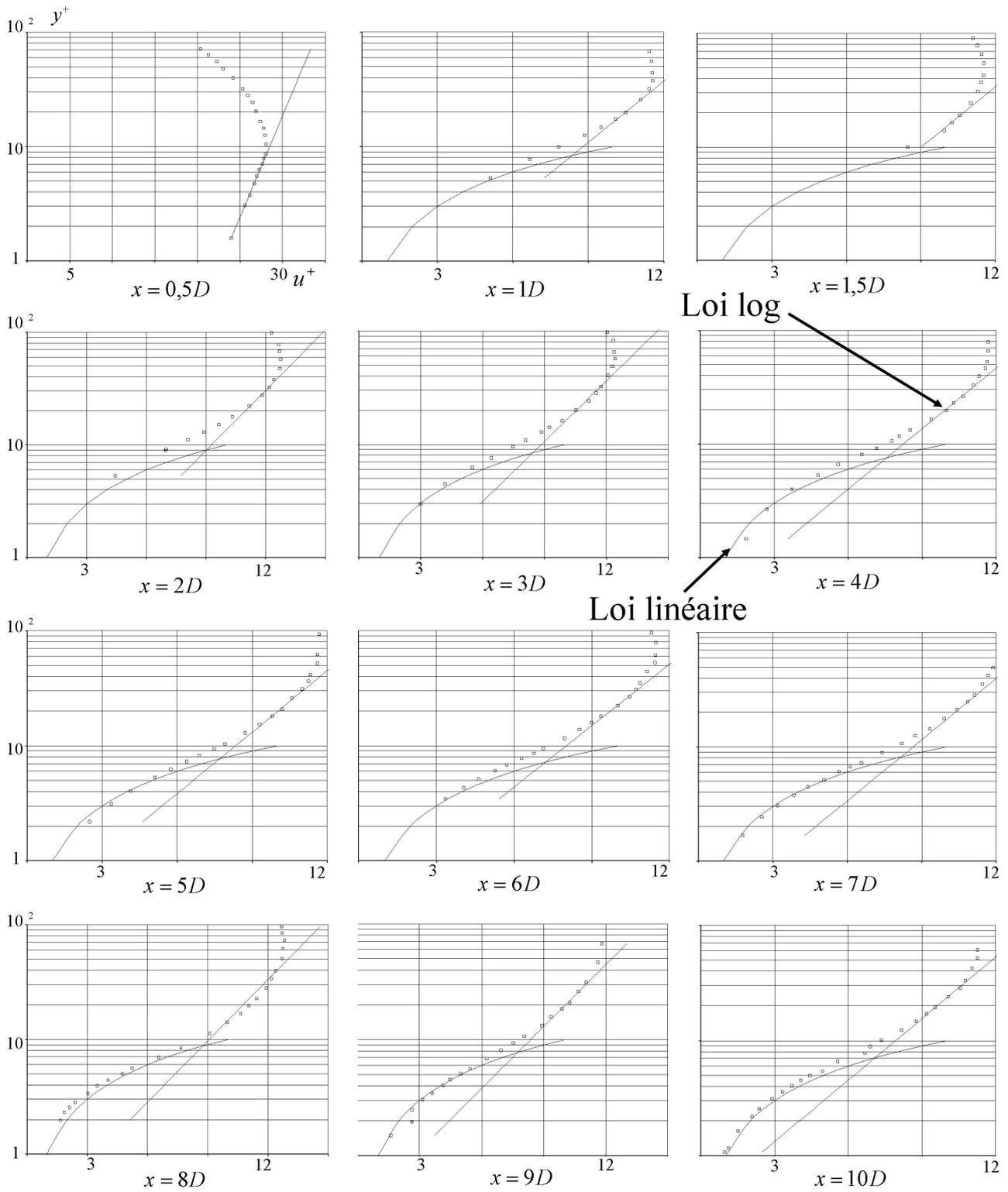


Fig. 5.19 – Lois de paroi et profils de vitesse mesurés à une distance variable du point d'impact.

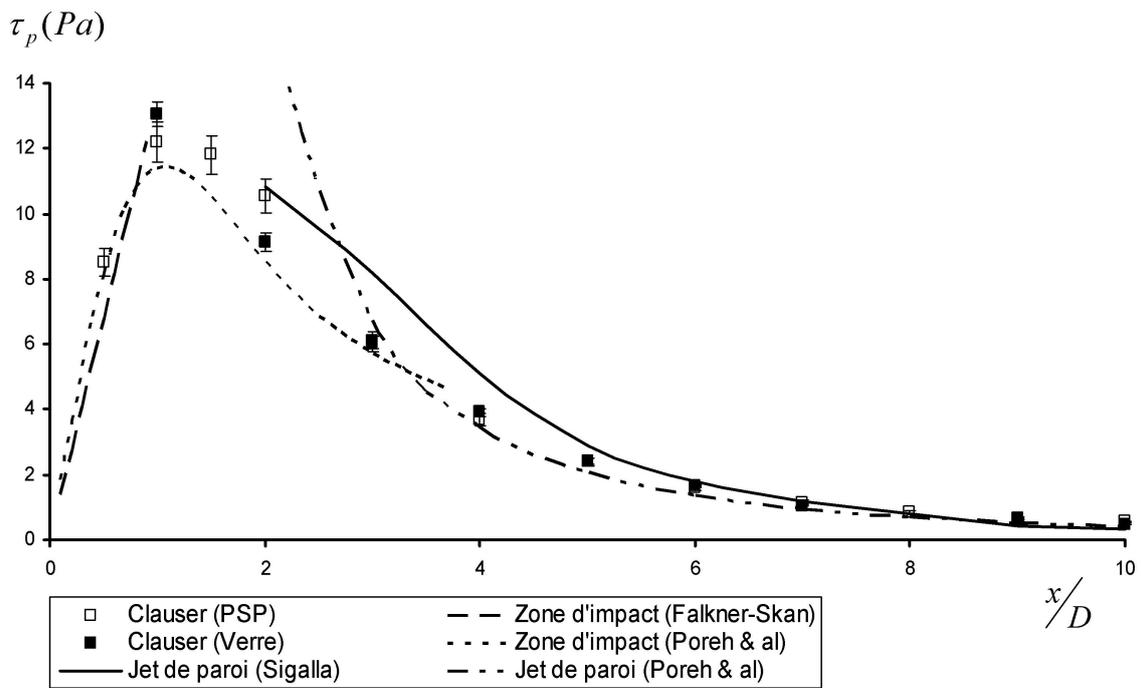


Fig. 5.20 – Évolution radiale du frottement pariétal τ_p .

la paroi. Les données expérimentales permettent de déterminer u'_p en $y^+ = 5$ pour l'ensemble du jet impactant. On remarque que u'_p diminue comme $x^{-0,9}$.

Nous disposons ainsi des informations nécessaires sur les fluctuations des grandeurs pariétales afin de tester le modèle de dégradation proposé en section 2.3 et qui repose sur l'hypothèse selon laquelle la dégradation est due aux fluctuations de vitesse et de pression à la paroi.

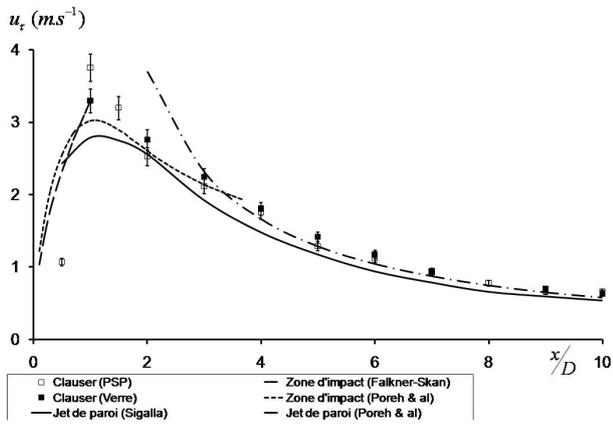


Fig. 5.21 – Evolution radiale de la vitesse de frottement u_τ .

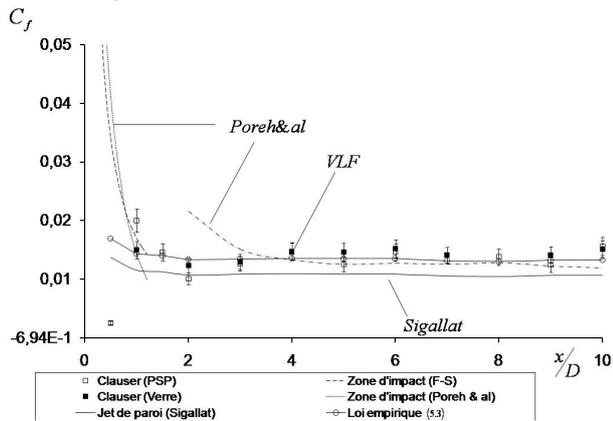


Fig. 5.23 – Évolution radiale de C_f , les barres d'erreurs représentent l'incertitude sur la détermination des lois de paroi.

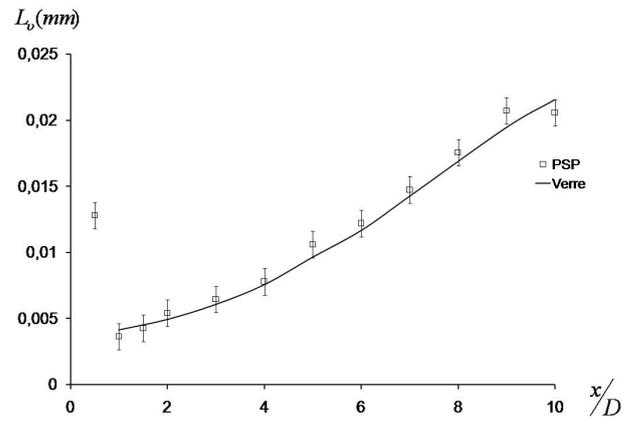


Fig. 5.22 – Évolution radiale de l'échelle élémentaire de viscosité L_ν .

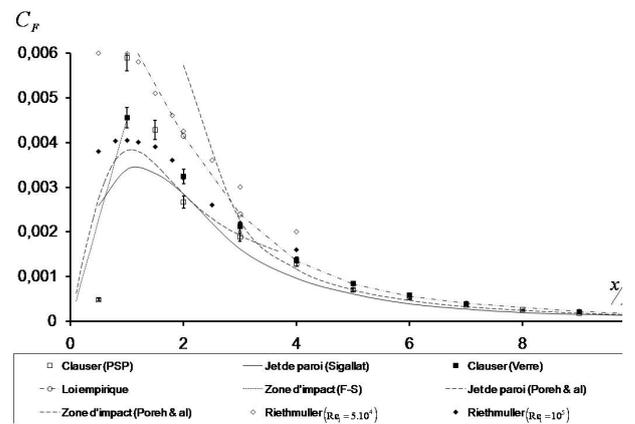


Fig. 5.24 – Évolution radiale de C_F .

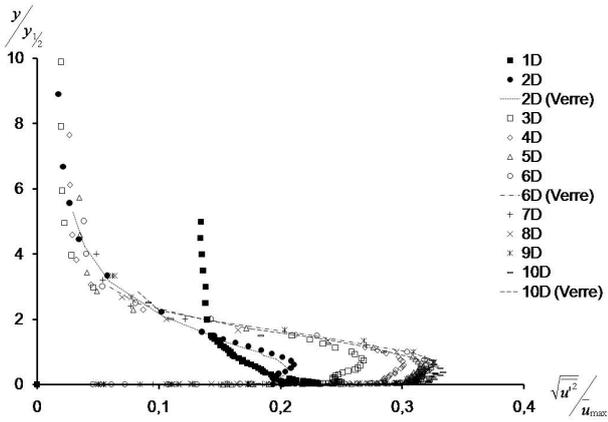


Fig. 5.25 – Profils des fluctuations de vitesse le long du jet de paroi.

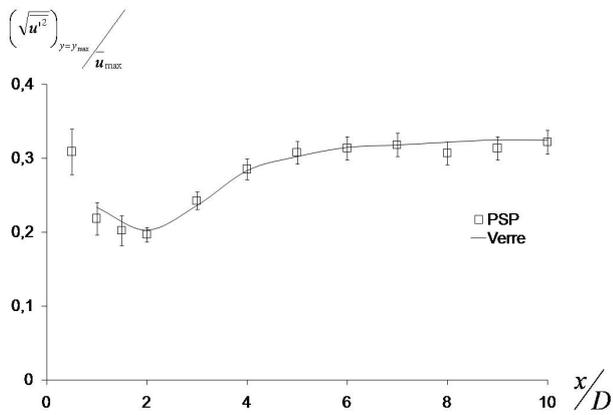


Fig. 5.27 – Evolution radiale des fluctuations de vitesse au maximum de vitesse moyenne (y_{max}).

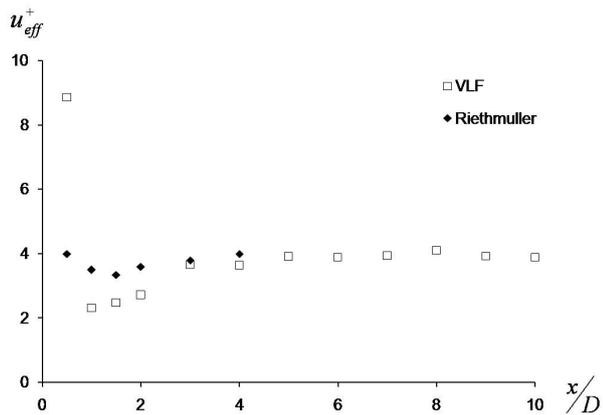


Fig. 5.29 – Évolution radiale du maximum de u_{eff}^+ , comparaison avec les résultats de Riethmuller et Leprince⁷ dans le cas où $Re_1 = 10^5$ et $h = 8D$.

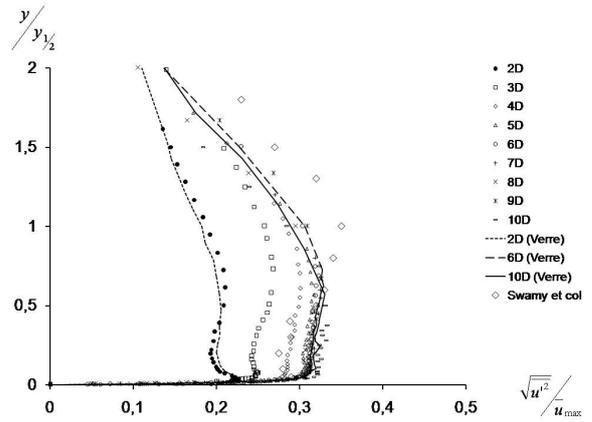


Fig. 5.26 – Profils des fluctuations de vitesse dans la région de proche paroi.

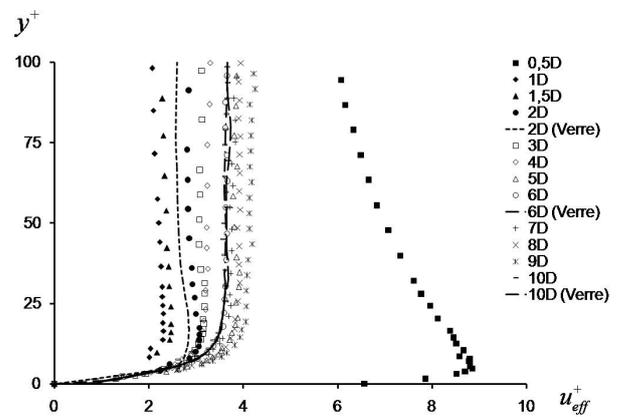


Fig. 5.28 – Profils de u_{eff}^+ le long du jet de paroi.

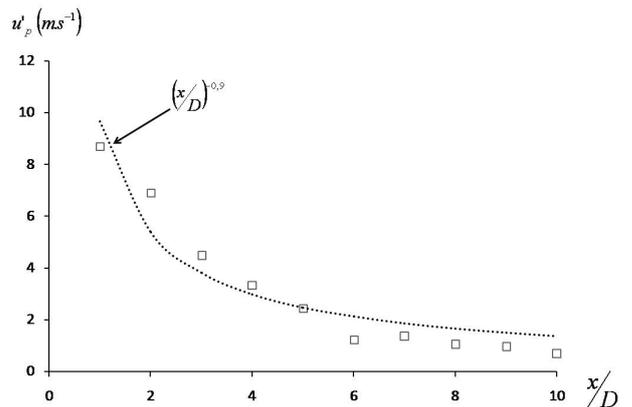


Fig. 5.30 – Evolution radiale des fluctuations de vitesse u'_p en $y^+ = 5$.

5.2 Mesure de la dégradation de la PSP

La dégradation du revêtement PSP est définie par la relation (2.2). Le but de cette partie est de mesurer cette dégradation dans l'écoulement de jet impactant étudié précédemment afin de la comparer au frottement pariétal. Nous discuterons alors de la validité de la technique.

Les essais préliminaires montrent que des impuretés transportées dans le réseau d'air comprimé se déposent à la surface du revêtement. Les systèmes de purification de l'air comprimé ne permettent pas de limiter efficacement ce dépôt. Les particules déposées obstruent les pores de la résine PDMS, ce qui limite fortement la migration du Pyrène vers l'écoulement, et donc la dégradation du revêtement PSP. Ce phénomène est très pénalisant puisque les particules déposées sont fortement absorbantes dans le domaine spectral émis par le Pyrène. De nombreux tests ont été réalisés afin d'éliminer toute trace d'impureté. Malgré le filtrage appliqué aux réseaux d'air comprimé disponibles, les mesures se sont montrées totalement inexploitables. Ainsi afin de s'affranchir de ces problèmes, on utilise une bonbonne d'air comprimé. Toutefois une bonbonne ne permet de souffler que durant 2h à pression génératrice constante. Ceci représente deux à trois essais de dégradation.

5.2.1 Dégradation de la PSP PyGd

La dégradation totale du revêtement PSP sous l'effet du jet impactant est représentée sur la figure 5.31. La symétrie de la dégradation est satisfaisante. Le maximum de dégradation est localisé au point d'impact et vaut 10% après 45min de soufflage. Cette dégradation représente un flux de Pyrène de l'ordre de $10^{-8} mol.s^{-1}$ sur la totalité de la surface peinte. Ce débit est négligeable devant le débit d'air dans la couche limite, qui est de l'ordre de $100 mol.s^{-1}$. L'influence du flux de Pyrène sur l'écoulement de paroi est donc négligeable.

On remarque en particulier que la dégradation est maximale au point d'impact, alors que le frottement pariétal y est théoriquement nul. La relation (2.13) n'est donc pas vérifiée aux points d'arrêt.

5.2.2 Evolution de la dégradation en cours d'essai

Nous nous intéressons ici à l'évolution temporelle de la dégradation du revêtement PSP. L'analyse dimensionnelle de l'équation de diffusion (2.8) montre que la dégradation du revêtement est linéaire pour un temps d'essai inférieur à plusieurs jours, ce qui est le cas ici. Cette hypothèse doit être validée. En effet, l'évolution temporelle de la dégradation doit être identifiée afin de valider les modèles de dégradation proposés en section 2.3. En particulier, l'équation 2.13 propose une relation entre la dégradation par unité de temps et le frottement pariétal. Dans un écoulement permanent, τ_p est constant, il est donc important que $\frac{\Delta C_{Py}}{C_{Py}}$ le soit aussi afin de pouvoir les comparer.

Par ailleurs, en cours d'essai, la diminution de la concentration de Pyrène dans le revêtement PSP engendre un biais sur la mesure de pression. En particulier, la pression pariétale est surestimée. Afin de redresser ce biais de mesure, il est nécessaire d'utiliser une image de référence glissante. Cette référence est interpolée entre les images de référence avant et après essai. Ainsi, en connaissant l'évolution de la dégradation en cours d'essai, on peut établir une loi permettant de calculer la référence glissante en chaque instant de l'essai.

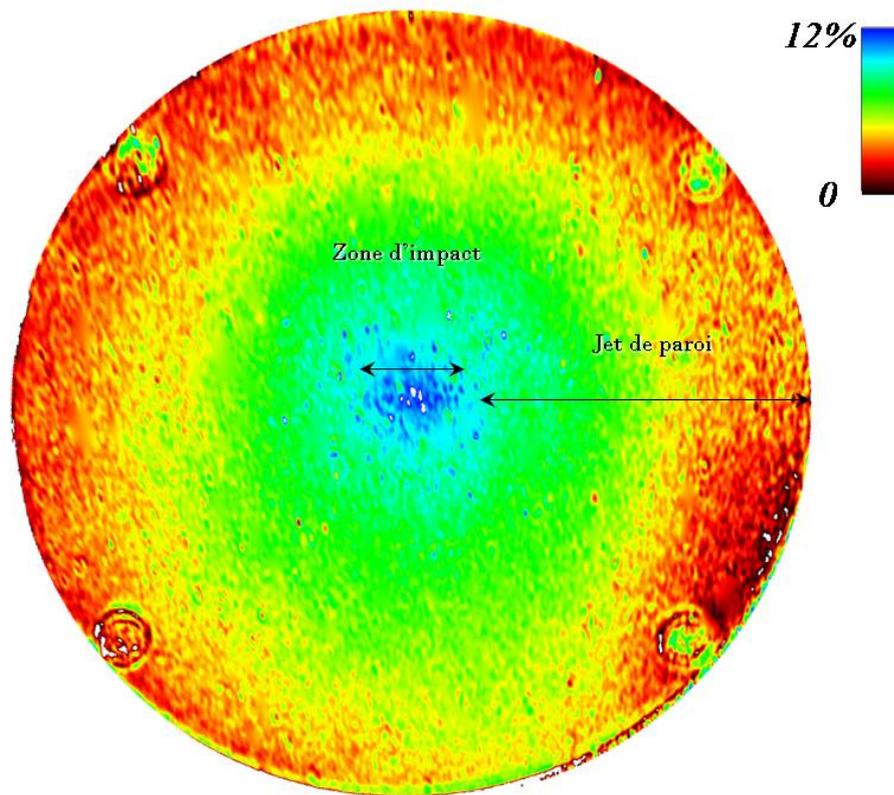


Fig. 5.31 – Dégradation de la PSP dans l'écoulement de jet impactant après un essai d'une durée de 45min.

Les grandeurs génératrices de l'écoulement sont sévèrement contrôlées en cours d'essai. On peut considérer que la pression pariétale est soumise à des fluctuations d'ensemble à basse fréquence en cours d'essais. Par ailleurs, le temps d'exposition des prises de vues de pression est de 5s. Ainsi chaque image de pression restitue une cartographie de la pression moyenne sur la plaque plane. La figure 5.32 représente l'historique de l'intensité des images de pression au point d'impact du jet ne contenant pas d'impuretés. Notons que ce point est isolé à titre indicatif et que l'évolution temporelle de la dégradation adopte une forme similaire en tout point du revêtement. En particulier la dégradation adopte un comportement linéaire pour $t > 10min$. La dégradation peut être représentée par une loi du type :

$$\frac{I_t}{I_{t=0}} = 1 - a_0 t - a_1(1 - \exp -a_2 t^{a_3}) \quad (5.6)$$

où les constantes expérimentales valent respectivement $a_0 = 0,01s^{-1}$, $a_1 = 0,06$, $a_2 = 2s^{-1}$ et $a_3 = 1$. D'une part, la forte variation de dégradation observée pour $t < 10min$ met en évidence un processus transitoire en début d'essai. L'hypothèse la plus probable est la présence de molécules de Pyrène dans les pores à l'interface entre le revêtement et l'écoulement. Ces molécules sont directement exposées aux contraintes imposées par l'écoulement de paroi. Ainsi les molécules présentes à l'interface migrent rapidement vers le milieu extérieur.

D'autre part la dégradation par unité de temps est quasi constante pour $t > 10min$. L'évolution temporelle de la dégradation est ainsi modélisée par une fonction linéaire. Le processus de diffusion est en régime constant. Ceci est une première étape avant la validation des modèles de dégradation, en effet les grandeurs $\frac{\Delta C_{Py}}{C_{Py}}$ et τ_p sont constantes durant l'essai. En particulier, dans la suite, nous considérerons uniquement les prises de vue acquises pour $t > 10min$.

5.2.3 Pression pariétale

Rappelons que le champ de pression pariétale est déterminé à l'aide de la loi de Stern-Volmer (1.2). Cette loi nécessite les images de référence glissantes déterminées à partir de la loi linéaire mise en évidence précédemment.

La distribution radiale de pression pariétale est de type gaussienne au voisinage de la zone d'arrêt. Ceci est en assez bon accord avec la loi (3.5), comme on peut le voir sur la figure 5.33. La pression au point d'impact vaut $p_A = p_{atm} + 1080Pa$. Or la relation (3.4) donne une pression d'arrêt comprise entre 1280 et 1650Pa. La pression est donc globalement sous-estimée par le revêtement PSP. Cet écart est probablement dû à une baisse de sensibilité de la PSP du fait de la migration du Pyrène. Les deux informations peuvent être exploitées lors du même essai.

5.2.4 Relation entre la dégradation et l'écoulement à la paroi

La dégradation du revêtement PSP est comparé aux mesures VLF réalisées près de la paroi (voir section 5.1). Les modèles de dégradation proposés dans la section 2.3 suggèrent une proportionnalité entre le frottement pariétal et la dégradation du revêtement. Nous avons vu précédemment que le frottement pariétal évolue comme $x^{-1,8}$ (voir section 5.1). Cependant la figure 5.34 montre que le profil radial

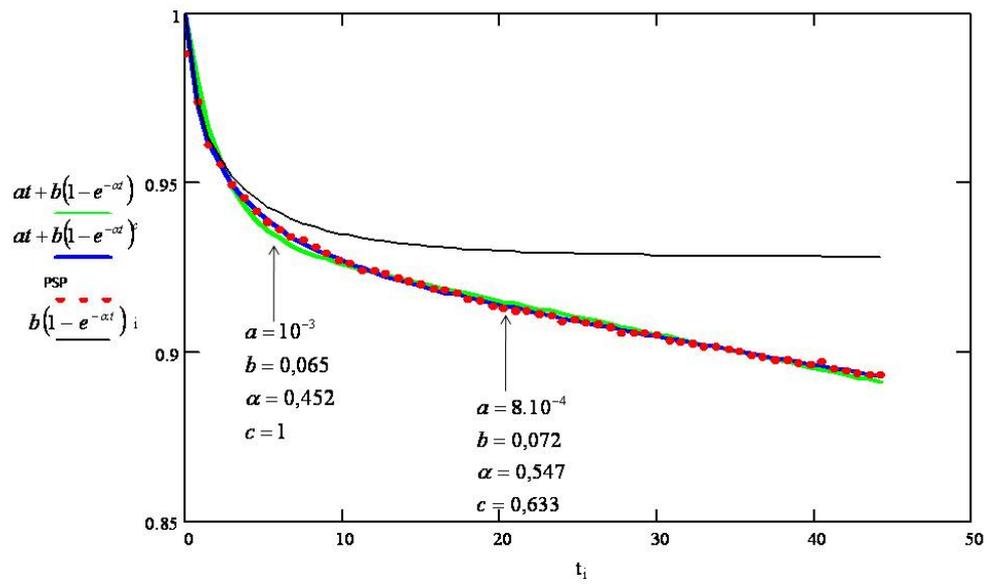


Fig. 5.32 – Evolution de la dégradation des images de pression au point d'impact du jet.

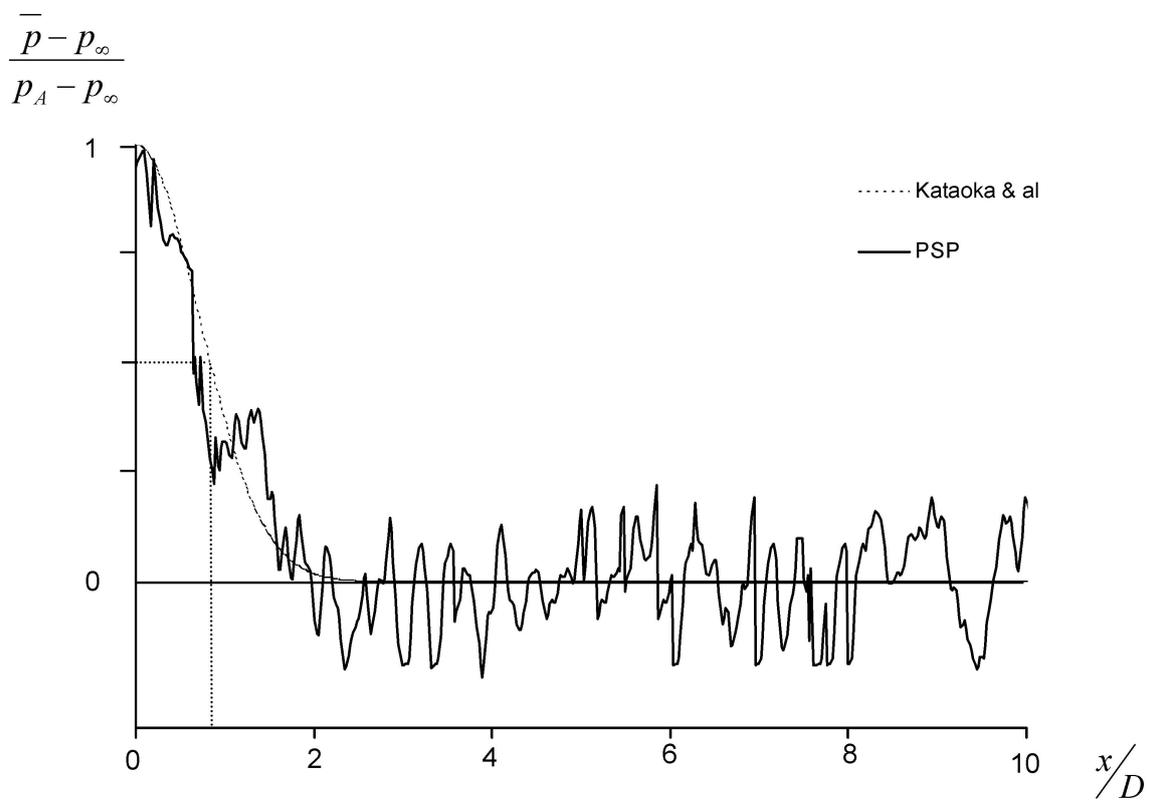


Fig. 5.33 – Distribution radiale de pression pariétale mesurée à l'aide de la PSP.

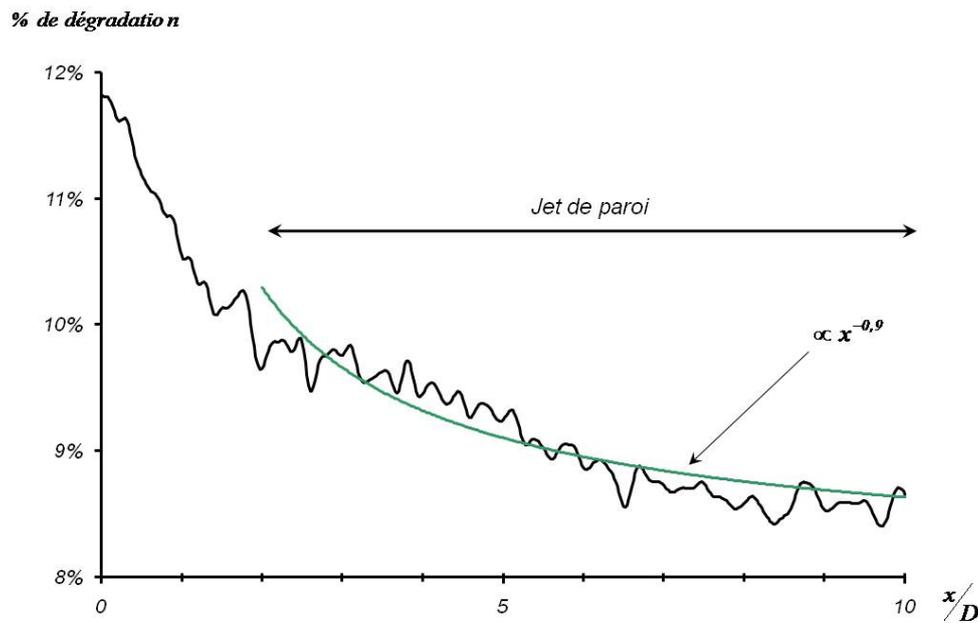


Fig. 5.34 – Dégradation radiale de la PSP sur la plaque plane.

de dégradation sur la plaque plane évolue comme $x^{-0,9}$, soit comme $\sqrt{\tau_p}$. Ceci invalide directement les modèles de dégradation proposés dans la section 2.3. La dégradation n'est pas directement liée au frottement pariétal.

Cependant on remarque que le profil radial de dégradation évolue comme la fluctuation de vitesse u'_p prise à la limite supérieure de la sous - couche visqueuse (en $y^+ = 5$), représentée sur la figure 5.30. En particulier, la dégradation du revêtement PSP et u'_p peuvent être reliées par une constante :

$$1 - \frac{I_{ref,1}}{I_{ref,2}} = 0,6 \cdot u'_p \quad (5.7)$$

Cette relation est issue d'un essai de dégradation de 45min. Or l'analyse dimensionnelle de l'équation de diffusion (2.8) montre que la dégradation peut être considérée comme linéaire pour un temps d'essai inférieur à une centaine d'heures. La dégradation par unité de temps est donc constante pour la plupart des essais en soufflerie et ne dépend donc que des propriétés de l'écoulement. En particulier la dégradation par unité de temps est ici comprise entre 0 et $0,2\%.min^{-1}$ sur l'ensemble de la plaque plane. Remarquons que la dégradation par unité de temps est du même ordre de grandeur que pour une couche limite turbulente sur plaque plane (voir section 2.1.2). La relation 5.7 peut être reformulée à l'aide de la dégradation de la PSP par unité de temps.

$$\frac{\Delta C_{Py}}{C_{Py}} = \frac{u'_p}{\Upsilon} \quad (5.8)$$

où $\frac{\Delta C_{Py}}{C_{Py}}$ est la dégradation par unité de temps, et $\Upsilon = 76,9m.s^{-1}$ est une constante expérimentale homogène à une vitesse.

5.2.5 Interprétation des résultats

Les résultats précédents ont mis en défaut les modèles de dégradation proposés. Ceci montre que certaines hypothèses formulées dans la section 2.3 sont irrecevables.

D'une part l'application de la loi de Darcy couplée à une analogie entre frottement pariétal et gradient de pression semble inappropriée au flux de matière à travers une surface semi - ouverte. En effet, bien que le frottement pariétal soit homogène à une pression, la force de cisaillement qu'il représente est normale au mouvement des particules à l'interface. Au contraire, le gradient de pression pris en compte dans la loi de Darcy est un gradient de pression longitudinal, soit parallèle au déplacement des particules. Les effets sont donc dissociés. Ce qui explique l'échec de cette interprétation.

D'autre part les pores présents à l'interface entre le revêtement PSP et l'écoulement ne modifient pas la nature de la turbulence près de paroi. Les mesures LDV en configuration "approche paroi" (voir 5.1.5) montrent en effet un très bon accord entre les propriétés de l'écoulement fluctuant près de la paroi sur PSP et sur une plaque lisse non poreuse. La turbulence n'est donc ni homogène ni isotrope. Ceci explique donc l'échec de la seconde interprétation. Toutefois le processus proposé ici semble pertinent. En effet nous avons vu précédemment que les fluctuations de vitesse à la paroi sont directement proportionnelles à la dégradation du revêtement PSP. Ceci suggère donc que les fluctuations de vitesse près de la paroi sont impliquées dans le processus de migration du Pyrène vers l'écoulement. Ceci est vrai dans l'ensemble du jet impactant. En outre les fluctuations de vitesse sont sensiblement plus élevées au voisinage du point d'arrêt⁶⁰ que dans le jet de paroi, comme le montrent les profils de vitesse 4.27 et 4.27 (voir section 4.2).

Le moyen de mesure du frottement pariétal développé prend dorénavant une autre forme. Il semble en effet que l'on ait mis à jour un moyen de mesure des fluctuations de vitesse à la paroi. Ce résultat est intéressant puisque cette grandeur est tout aussi délicate à mesurer que le frottement pariétal. Afin de juger de la pertinence de cette analyse, revenons sur les premières mesures PSP qui ont orienté ces travaux.

5.2.6 Seconde analyse des premiers tests de dégradation du revêtement PSP

Dans cette partie, nous nous intéressons en particulier au test de dégradation sur aile delta.

Considérons donc l'aile Delta mise en incidence dans un écoulement à basse vitesse. Ce résultat préliminaire est à l'origine des présents travaux. En effet la topologie de la dégradation du revêtement PSP, représentée figure 5.36, est similaire à la topologie obtenue par visualisation à l'aide d'un enduit gras, représenté sur la figure 5.38. Ainsi la dégradation semble liée au frottement pariétal. En particulier, la dégradation à l'extrado de l'aile est maximale à l'interface entre les vortex secondaires Σ_2 et la paroi, région caractérisée par de forts cisaillements à la paroi. En outre on remarque des lignes semblables à des lignes de frottement. Et enfin, la dégradation le long des lignes de décollement des vortex Σ_2 est quasi nulle. Ceci coïncide avec les lignes de décollement des vortex Σ_2 , caractérisées par un frottement pariétal nul.

Cependant nous savons maintenant que la dégradation du revêtement PSP est proportionnelle aux fluctuations de vitesse près de la paroi et non au frottement pariétal. En effet la paire de vortex Σ_2

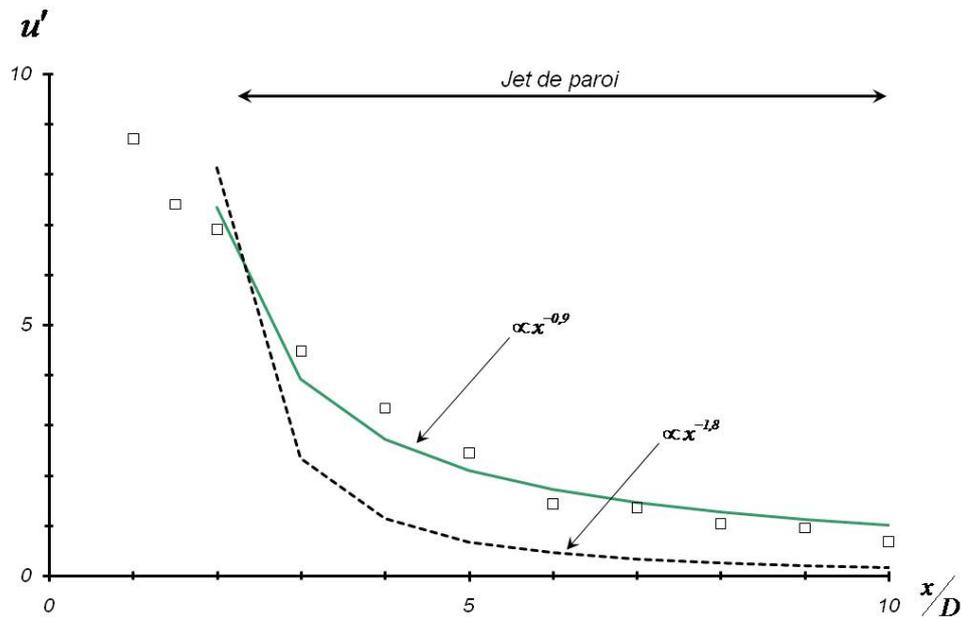


Fig. 5.35 – Evolution radiale des fluctuations de vitesse en $y^+ = 5$.

engendre des fluctuations de vitesse intenses au voisinage de la paroi. Ceci est corrélé à une dégradation élevée dans cette région. En outre, les lignes semblables à des lignes de frottement semblent générées par des impuretés déposées à la surface, comme le suggère la figure 5.39. En effet une impureté de taille non négligeable devant l'épaisseur de la sous - couche visqueuse engendre des décollements locaux.⁶¹ Ces décollements produisent une traînée riche en structures turbulentes. La figure 5.40 représente schématiquement le sillage en aval d'un impurte située en surface. Ceci explique pourquoi les lignes de frottement visibles sont caractérisées par une dégradation plus importante du revêtement. Toutefois la présence des lignes de dégradation nulle est inexplicée. En effet ces lignes correspondent aux lignes de décollement des vortex Σ_2 , qui sont caractérisées par un frottement pariétal nul. Or rien ne nous permet d'affirmer que les fluctuations de vitesse à la paroi sont nulles dans cette région.

Notons que la dégradation de la PSP sur la lunette arrière d'une automobile est semblable à la dégradation sur aile delta. En effet on remarque la signature pariétale des vortex formés par le contournement de la lunette arrière (voir section 2.1.1). De même que pour l'aile delta, la signature des vortex est une zone de forts cisaillements et de turbulence intense.



Fig. 5.36 – Image de dégradation de la PSP obtenue après 45min d’essai, à l’extrado d’une aile Delta en incidence, dans un écoulement à faible vitesse. Plus le ton est sombre, plus la dégradation est importante.

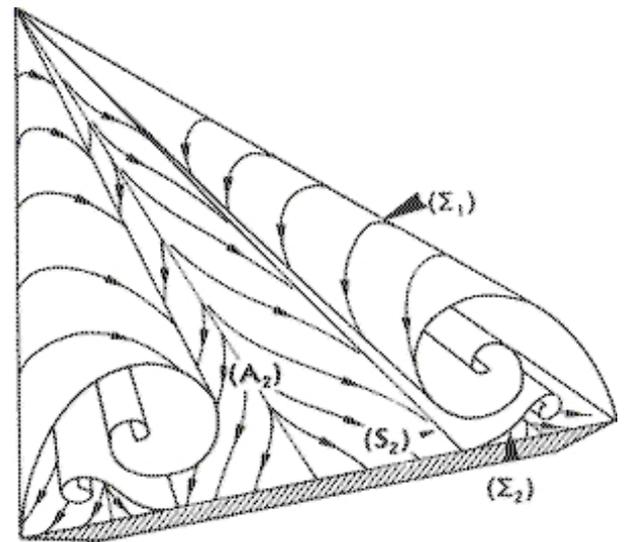


Fig. 5.37 – Topologie d’un écoulement subsonique à l’extrado d’une aile Delta en incidence

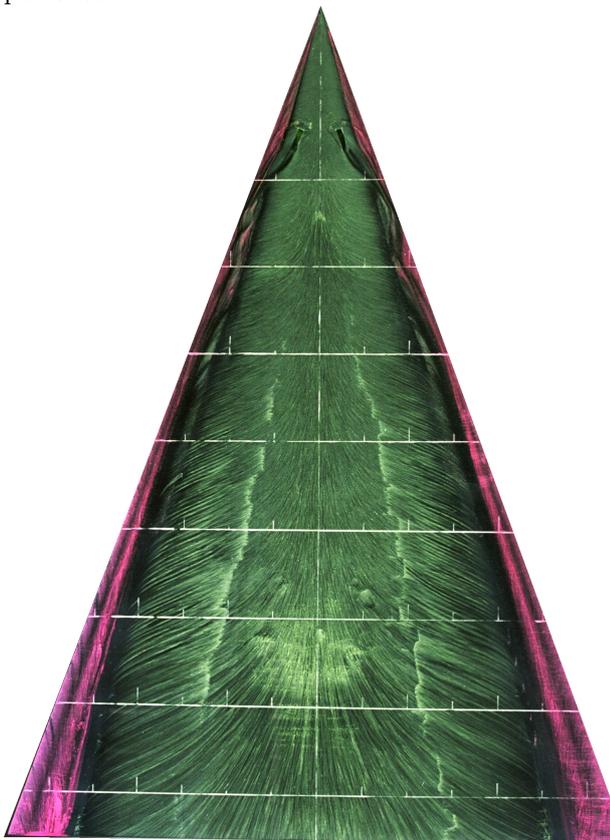


Fig. 5.38 – Visualisation des lignes de frottement à l’extrado d’une aile Delta en incidence dans un écoulement à faible vitesse.

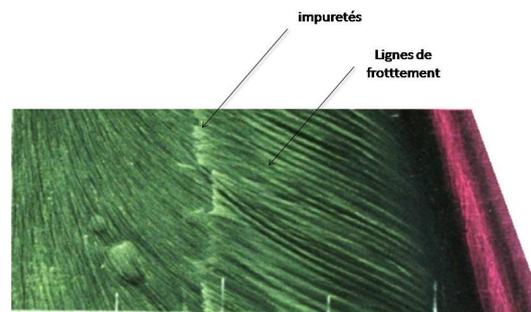


Fig. 5.39 – Agrandissement de l’image 5.38.





Conclusions

Ce travail porte sur la mesure du frottement aérodynamique à partir de la dégradation optique d'une Peinture Sensible à la Pression. Cette étude est née d'un résultat expérimental prometteur. En effet un modèle de peinture sensible à la pression présente une dégradation optique significative en cours d'essais. Les images PSP les plus pertinentes ont mis en évidence des motifs semblables à des lignes de frottement. Cette dégradation est à priori sensible au frottement pariétal.

Dans un premier temps, les processus physico - chimiques responsables de cette dégradation ont été identifiés. Un composant de la peinture est mis en cause : le Pyrène. En effet les molécules de Pyrène diffusent librement dans le revêtement PSP. Ce composé peut notamment migrer vers l'air ambiant via les porosités de surface du revêtement. En particulier la présence d'un écoulement extérieur génère des efforts surfaciques. Ces efforts accentuent la migration du Pyrène. Nous sommes donc en présence d'un phénomène de transfert de masse en convection forcée.

Deux interprétations physiques du processus de dégradation sont proposées afin de relier les propriétés de l'écoulement à la migration des molécules de Pyrène. De ces interprétations sont issues des modèles de dégradation. Le premier modèle exploite la loi empirique de Darcy. Cette loi associe le flux de matière à travers une surface poreuse au gradient de pression local. L'homogénéité entre ce gradient de pression et le frottement pariétal permet alors de proposer une relation de proportionnalité entre la dégradation par unité de temps et le frottement pariétal. Le second modèle repose sur l'hypothèse selon laquelle les fluctuations de pression ou de vitesse sont responsables du transit des molécules de Pyrène à travers les pores de l'interface. La continuité des flux massiques à l'interface permet de proposer une condition limite à l'interface peinture-écoulement. La condition formulée s'appuie, en outre, sur une hypothèse de turbulence homogène et isotrope. Bien que cette hypothèse ne soit pas justifiée en ce qui concerne les écoulements de couche limite, l'analyse dimensionnelle montre qu'elle reste acceptable. Ce modèle montre de même que le flux de Pyrène est proportionnel au frottement pariétal.

Ces modèles sont mis à l'épreuve dans un écoulement de jet impactant. Cet écoulement présente deux régions dont la topologie est sensiblement différente : la zone d'impact et l'écoulement de jet de paroi. Le montage expérimental est caractérisé expérimentalement à l'aide des techniques PIV et VLF. En

particulier les grandeurs moyennes et fluctuantes sont mesurées à proximité de la paroi impactée à l'aide d'une technique de mesure adaptée. Ces mesures mettent en évidence une région de jet de paroi analogue à une couche limite turbulente monodimensionnelle. En outre les mesures réalisées dans la zone d'impact révèlent des fluctuations de vitesse intenses au voisinage de la paroi, région où l'écoulement est fortement bidimensionnel.

La surface impactée par le jet est recouverte du revêtement PSP. La dégradation du revêtement PSP sous l'influence du jet impactant est donc mesurée. La confrontation de la dégradation du revêtement aux caractéristiques de l'écoulement pariétal montre que la dégradation évolue comme la racine carrée du frottement pariétal. Ceci invalide les modèles de dégradation proposés. Toutefois l'hypothèse selon laquelle les fluctuations de vitesse à la paroi sont responsables de la migration du Pyrène à l'interface semble justifiée. En effet la dégradation du revêtement et les fluctuations de vitesse près de la paroi sont proportionnelles. En outre, cette proportionnalité est valable dans toutes les régions de l'écoulement. En particulier la turbulence engendrée par le jet libre au voisinage du point d'impact est en assez bon accord avec le maximum de la dégradation dans cette région.

Par ailleurs, ces résultats permettent de revenir sur les premiers résultats PSP qui ont orienté ces travaux. En effet la corrélation apparente entre les frottements pariétaux et la dégradation est injustifiée. En particulier les motifs semblables à des lignes de frottement peuvent être créés par une augmentation des fluctuations de vitesse à la paroi. Cependant il est important de noter que le phénomène physique exact responsable de la dégradation doit être identifié. En effet, un lien direct entre les fluctuations de pression pariétale et la dégradation ne peut être exclu. Ainsi des essais complémentaires doivent être menés afin de caractériser les fluctuations de pression pariétale. L'utilisation de capteurs de pression instationnaire dans les différentes régions de l'écoulement peut fournir les informations nécessaires. Toutefois l'utilisation conjointe de tels capteurs et de la PSP présente de nombreux risques de détérioration du matériel et donc de biais de mesure.

La PSP PyGd présente à priori l'avantage de mesurer simultanément la pression pariétale moyenne et d'estimer l'intensité des fluctuations de vitesse au plus près de la paroi. Par ailleurs nous avons montré que cette technique peut être considérée comme non intrusive. En effet les effets de rugosité du revêtement sont négligeables, de même que les flux de masse à l'interface. Notons toutefois que la température de l'écoulement doit être contrôlée. En effet une augmentation de température engendre une augmentation du flux de Pyrène à l'interface. Ceci limite donc l'utilisation de la technique à des souffleries subsoniques à retour dont la température est sévèrement régulée.



Références

Références

- ¹PETERSON, J.I. & FITZGERALD, R.V., 1980, New technique of surface flow visualization based on oxygen quenching of fluorescence, *Rev. Sci. Instrum.*, **51**.
- ²MEBARKI, Y. *Peintures sensibles à la pression : application en soufflerie aérodynamique*. PhD thesis, Thèse de l'Université de Lille, Note Tech. Onera.
- ³MOSHAROV, V., KUZNIN, M., ORLOV, A., RADCHENKO, V., SADOVSKII, N. & TROYANOVSKY, I., 1992, Luminescent pressure sensitive composition.
- ⁴SOUMAGNE, I., ANCELLE, J., CLAISSE, J.C. & MERIENNE, M.C. Extension du domaine d'application des peintures sensibles a la pression (psp) aux écoulements instationnaires. Technical report, 2000.
- ⁵MEBARKI, Y., MERIENNE, M.C. & BIZE, D. Mise au point d'une technique cartographique de mesures de pression au moyen d'un revêtement luminescent. Technical report, 1996.
- ⁶RIETHMULLER, M.L. & LEPRINCE, F., 1996, Détermination du coefficient de frottement pariétal par mesure direct du profil de vitesse sous l'impact d'un jet d'air. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Septembre.
- ⁷RIETHMULLER, M.L. & LEPRINCE, F., 1998, Coefficient de frottement sous l'impact d'un jet d'air axisymétrique. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Septembre.
- ⁸TANNER, L.H. & BLOWS, L.G., 1976, A study of the motion of oil films on surfaces in air flow, with application to the measurement of skin friction, *Journal Phys.*, p. 194–202.
- ⁹DRIVER, D.M., Oil film interferometry technique for measuring skin friction.
- ¹⁰DESSE, J.M., 1997, Mesure du coefficient de frottement par interférométrie en lumière blanche : faisabilité de la méthode.
- ¹¹DECKER, R.K., NAUGHTON, J.W. & F., Jafari, 2000, Automatic fringe detection for oil film interferometric skin friction measurement.
- ¹²DECKER, R.K. & NAUGHTON, J.W., 2001, Improved fringe image skin friction analysing automated fringe identification, *AIAA Journal*.

- ¹³WIDEMAN, J.K., BROWN, J.L., MILES, J.N. & ÖZCAN, O., 1995, Skin-friction measurements in three-dimensional, supersonic shock-wave/boundary-layer interaction, *AIAA Journal*, **33**.
- ¹⁴NAUGHTON, J.W. & BROWN, J.L., 1998, Skin friction measurements in complex flows, using two image thin - oil - film interferometry.
- ¹⁵NAUGHTON, J.W. & BROWN, J.L., 1997, Skin friction distribution near a cylinder mounted on a flat plate, *AIAA Paper*, **97**.
- ¹⁶WESTPHAL, P.R., KENNELLY, R.A. Jr & DRAKE, A., 1997, Skin friction footprint of the vortex/boundary layer interaction.
- ¹⁷NAUGHTON, J.W. & SHEPLAK, M., 2002, Modern developpements in shear stress measurement, *Progress in Aerospace Science*, **38**, p. 515–570.
- ¹⁸KHEIREDDINE, A.S., CHATURVEDI, S.K. & PARMAR, D.S., 1997, Novel technique for skin friction measurement in wind tunnel environment utilizing polymer dispersed liquid crystals, *AIAA Journal*.
- ¹⁹BUTTSWORTH, D.R., ELSTON, S.J. & JONES, T.V., 1998, Directional sensitivity of skin friction measurements using nematic liquid crystal, *Meas. Sci. Technol.*, p. 1856–1865.
- ²⁰FUJISAWA, N. & FUNATANI, S. ans Kosaka, 2002, Measurement of shear-stress distribution by liquid-crystal coating, *Optical tech and Image Processing for Fluids and Solids Diagnostics*.
- ²¹REDA, D.C. & WILDER, M.C., 1997, Visualisation and measurement of surface shear stress vector distributions using liquid crystal coatings, *AIAA Journal*, **35**(4), p. 608–614.
- ²²REDA, D.C., WILDER, M.C., METHA, R. & ZILLIAC, G., 1997, Measurement of the continuous pressure and surface shear stress vector distributions beneath an inclined, impinging jet using coating and imaging techniques, *AIAA Journal*.
- ²³S., Große. *Development of the Micro-Pillar Shear-Stress Sensor MPS $\hat{3}$ for Turbulent Flows*. PhD thesis, 2008.
- ²⁴LESANT, Y., MERIENNE, M.C., BOUVIER, F., AIDER, J.L., LAURENT, L. & PÉRON, J.L. Pressure sensitive paint for automotive aerodynamics. Technical report, 2001.
- ²⁵LESANT, Y., MERIENNE, M.C. & BOUVIER, F. A new skin friction technique using pressure sensitive paint. Technical report, 2001.
- ²⁶CLAUSER, 1956, The turbulent boundary layer, *Advances in appl. mech.*, **4**.
- ²⁷LESANT, Y., BOUVIER, F. & MERIENNE, M.C. Caractérisation du frottement pariétal à l'aide des psp. Technical report, 2000.
- ²⁸CARETTE, L. & POUCHOL, J.M. Silicones. Technical report, 1991.
- ²⁹CHU, D.Y. & THOMAS, J.K., 1990, Photophysical studies of molecular mobility in polymer films ans bulk polymers. dynamic excimer formation of pyrene in bulk pdms, *Macromolecules*, **23**, p. 2217–2222.
- ³⁰LESANT, Y. An improved model of oxygen diffusion in psp and its consequence on spatial resolution of psp. Technical report, 2000.
- ³¹WILLIAMS, M.L., LANDEL, R.F. & FERRY, J.D., 1955, *J. Amer. Chem. Soc.*, **77**.
- ³²SARNECKI, A.J. & BLACK, T.J., 1958, The turbulent boundary layer with suction or injection.

- ³³BATCHELOR, G.K., 1951, *Turbulent diffusion*.
- ³⁴BATCHELOR, G.K., 1953, *The theory of homogenous turbulence*.
- ³⁵HINZE, J.O., 1987, *Turbulence*.
- ³⁶MUTHREICH, K., 2001, Psp - ctivities or eads during the passed period (12/2000-05/2001).
- ³⁷HENDRICKS, E.W. & D.M., Ladd, 1991, Skin friction measurement in flows over tethered polymer coatings.
- ³⁸SCHLICHTING, H., 1960, *The boundary layer theory*, McGraw-Hill.
- ³⁹SNEDKER, R.S. & DONALDSON, Colman Dup., 1971, *A study of free jet impingement : Free jet turbulent structure and impingment heat transfer*, volume 45-1.
- ⁴⁰BALLIO, F., FRANZETTI, S. & TANDA, M.G., Pressure fluctuations induced by turbulent circular jets impinging on a flat plate.
- ⁴¹GIRAT, F., CHIA, C.J. & TRASS, O., 1977, Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet, *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, **16**, **21**.
- ⁴²BRADBURY, L., 1972, The impact of an asymmetric jet onto a normal ground, *Aeronautical Quarterly*, **23**.
- ⁴³HADEF, R., HADDAD, A. & KHALDOUN, F., 2000, Comparaison de deux modèles de turbulence dans la simulation d'un jet turbulent axisymétrique, *Rev. Energ. Ren.*, **3**, p. 17–27.
- ⁴⁴PHARES, D.J., SMEDLEY, G.T. & RICHARD, C.F., 2000, The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface, *J. Fluid Mech.*, **418**, p. 351–375.
- ⁴⁵BAKKE, P., 1957, An experimental investigation of a wall jet, *J. Fluid Mech.*, **2**, p. 467–472.
- ⁴⁶POREH, M., TSUEI, Y.G. & CERMAK, J.E., 1957, Investigation of a turbulent radial wall jet, *ASME J Appl Mech*, **34**, p. 457–463.
- ⁴⁷WITZE, P.O. & DWYER, H.A., 1977, Impinging axisymmetric turbulent flows : The wall jet, the radial jet and opposing free jets, p. 2.33–2.39.
- ⁴⁸SWAMY, N.V.C. & BANDYOPADHYAY, P., 1975, Mean and turbulence characteristics of three-dimensional wall jets, *J. Fluid Mech.*, **71**, p. 541–562.
- ⁴⁹SIGALLA, A., 1958, Measurements of skin friction in plane turbulent wall jet, *Journal of the Royal Aeronautical Society*, **62**, p. 873–877.
- ⁵⁰PICHARD, A., BISSON, M., HULOT, C. & AL, Octobre 2004, Fiche de données toxicologiques et environnementales des substances chimiques - pyrène.
- ⁵¹PICHARD, A., LACROIX, G., LEFEVRE, J.P., MAGAUD, H., STRUB, M.P., TISSOT, S. & GILLET, C., Juin 2003, Fiche de données toxicologiques et environnementales des substances chimiques - dichlorométhane.
- ⁵²STANISLAS, M., FOUCAULT, J.M., MILIAT, N. & PERENNE, N., 2003, Characterization of different piv algorithms using the europiv synthetic image generator and real images from a turbulent boundary layer, *Particle Image Velocimetry : Recent Improvements*, p. 163–185.

- ⁵³ADRIAN, R.J., 1991, Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech*, **22**, p. 261–304.
- ⁵⁴SACARANO, F., 2001, Iterative image deformation method in piv, *Meas. Sci. And Technology*, **13**, p. R1–R19.
- ⁵⁵SNEDKER, R.S. & DONALDSON, Colman Dup., 1971, *A study of free jet impingement : Mean properties of free impinging jets*, volume 45-2.
- ⁵⁶LOSFELD, G. & MICHELI, F. Technical report, 2004.
- ⁵⁷RAFFEL, M., WILLERT, C.E. & KOMPENHANS, J., 1998, *Particle Image Velocimetry, a practice guide*.
- ⁵⁸SONG, L. & ABRAHAM, J., 2003, *The structure of wall - impinging jets : computed versus theoretical and measured results*.
- ⁵⁹PHARES, D.J., SMEDLEY, G.T. & FLAGAN, R.C., 1983, *The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface*.
- ⁶⁰KATAOKA, K., KAMIYAMA, Y., HASHIMOTO, S. & KOMAI, T., 1982, Mass transfer between a plane surface and an impinging turbulent jet : the influence of surface-pressure fluctuations, *J. Fluid Mech.*, **119**, p. 91 – 105.
- ⁶¹KONG, F.Y., SCHETZ, J.A. & COLLIER, F. Turbulent boundary layer over solid and porous surfaces with small roughness. Technical report, 1982.
- ⁶²LACHARME, J.P. *Vélocimétrie LASER Doppler Bidimensionnelle pour écoulement turbulent supersonique : quelques aspects spécifique des processus de mesure*. PhD thesis, Thèse de l’université d’Aix-Marseille II, 1984.
- ⁶³TIDERMANN, W.G. & MCCLAUGHLIN, D.K., 1973, Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows, *Phys. Fluids*, **16**, p. 2082–2088.
- ⁶⁴DURAO, D.F.G., LAKER, J. & WHITELAW, J.H., 1980, Bias effects in laser doppler anemometry, *Journal Phys. E : Sci. Instrum.*, **13**.
- ⁶⁵GEORGE, W.K., BUCHHAVE, P. & LUMLEY, J.L., 1979, The measurement of turbulence with the laser doppler anemometer, *Ann. Rev. Fluid Mech*, **11**, p. 443–503.
- ⁶⁶P. GEFFROY, L. Jacquin C. d’Humieres D. Soulevant F. Micheli E. Blin, Mesures par vélocimétrie laser dans la couche de mélange d’un jet supersonique de révolution.

Solutions approchées de l'équation de quantité de mouvement

Nous rappelons ici la solution approchée de l'équation de quantité de mouvement proposée par Schlichting,³⁸ utilisant une hypothèse de viscosité turbulente constante. Les composantes u et w de la vitesse sont décrites par les expressions :

$$\bar{w}(r, z) = \frac{3K}{8\pi\epsilon_0 z} (1 + 0,25\eta^2)^{-2} \quad (\text{A.1})$$

$$\bar{u}(r, z) = 0,25\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{z} \frac{\eta - 0,25\eta^3}{(1 + 0,25\eta^2)^2} \quad (\text{A.2})$$

la variable η étant définie par :

$$\eta(r, z) = 0,25\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{\epsilon_0} \frac{r}{z}$$

où $\sqrt{K} = 1,59d_{\frac{1}{2}}\bar{w}_c$ est le moment du jet, $\epsilon_0 = 0,0256d_{\frac{1}{2}}\bar{w}_c$ est la viscosité et $d_{\frac{1}{2}}$ est la largeur du jet pour $\bar{w} = \bar{w}_c/2$.

La largeur du jet libre et la vitesse axiale moyenne évoluent le long de l'axe du jet selon les lois suivantes :

$$d_{\frac{1}{2}} = 5,27 \frac{\epsilon_0}{\sqrt{K}} z = 0,848z \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\bar{w}_c}{\bar{w}_1} = 0,106 \frac{\sqrt{K}}{\epsilon_0} \frac{D}{z} \quad (\text{A.4})$$

Les valeurs acceptées de $\frac{\epsilon_0}{\sqrt{K}}$ sont comprises entre 0,016 et 0,018 (0,161 d'après Schlichting³⁸).

Par ailleurs, les structures turbulentes formées dans la zone de mélange dès la sortie du jet diffusent vers les plus grandes échelles. Ceci se traduit par une croissance de l'échelle intégrale de turbulence (notée L_{int}) en fonction de $d_{\frac{1}{2}}$:

$$0,4d_{\frac{1}{2}} \leq L_{int} \leq 0,9d_{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.5})$$

Propriétés statistiques et intervalles de confiance

B.1 Moments statistiques

Considérons une population statistique dont la distribution obéit à une loi normale. Nous nous intéressons ici aux variables aléatoires u et w , qui représentent les deux composantes du vecteur vitesse \vec{V} dans un plan. A partir de la population statistique de chacune de ces composantes on peut calculer :

- les moyennes des composantes u et w , notées \bar{u} et \bar{w} , on utilise alors la décomposition de Reynolds : $u = \bar{u} + u'$ et $w = \bar{w} + w'$.
- les écarts-type $\sigma(u) = \sqrt{\overline{u'^2}}$ et $\sigma(w)$, représentant l'intensité des fluctuations de vitesse,
- le taux de turbulence de l'écoulement, défini par : $Taux_{turb} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2 + w'^2}}}{\overline{u^2 + w^2}}$
- la covariance de u et w , définie par $\overline{u'w'}$, elle représente les tensions de Reynolds,
- les coefficients d'asymétrie (noté Sk pour Skewness) et d'aplatissement (noté Fl pour Flatness), définis par

$$Sk(u) = \frac{\overline{u'^3}}{\sigma(u)^3}$$

$$Fl(u) = \frac{\overline{u'^4}}{\sigma(u)^4}$$

Lorsque la distribution des vitesses est parfaitement gaussienne, on a $Sk = 0$ et $Fl = 3$.

B.2 Intervalles de confiance

On souhaite généralement un niveau de confiance de 95% pour chacun des moments statistiques calculés, soit un intervalle de confiance de 0,05%. Pour un tel niveau de confiance, le rayon de la loi standard normalisée vaut $z = 1,96$.

Le rayon de l'intervalle de confiance des moments statistiques centrés⁶² d'ordre 1 et 2 est exprimé, en pourcentage, par les relations suivantes :

$$\alpha_{\bar{u}} = \frac{z \cdot taux_{turb}}{\sqrt{N}}$$

$$\alpha_{\sqrt{u'^2}} = \frac{0,71z}{\sqrt{N}}$$

$$\alpha_{u'v'} = \frac{z}{\sqrt{N}}$$

Pour les coefficient d'aplatissement et d'asymétrie, moments statistiques d'ordre respectif 3 et 4, la rayon de l'intervalle de confiance absolu est donné par les expressions :

$$\alpha_{Sk} = z \frac{15}{\sqrt{N}}$$

$$\alpha_{Fl} = z \frac{96}{\sqrt{N}}$$

B.3 Loi de propagation des erreurs

Pour une population statistique donnée, on définit le résultat de mesure Δ tel que

$$\Delta = f(\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_N)$$

où les Γ_N sont les grandeurs d'entrée (erreurs systématique, coefficient d'étalonnage...). La loi de propagation des incertitudes s'écrit alors :

$$var(\Delta) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial \gamma_i} \right)^2 \cdot var(\gamma_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial \gamma_i} \frac{\partial f}{\partial \gamma_j} cov(\gamma_i, \gamma_j) \quad (\text{B.1})$$

où $var(\gamma_i)$ est la variance de la variable γ_i et $cov(\gamma_i, \gamma_j)$ est la covariance de γ_i et γ_j .

Loi de Beer-Lambert

Considérons un faisceau lumineux d'intensité I_{ex} traversant un milieu partiellement transparent. Une partie de cette intensité est absorbée. L'absorbance du milieu (notée A) est donnée par la loi de Lambert :

$$A = \log \frac{I_{ex}}{I_e} = kl \quad (\text{C.1})$$

où I_e est l'intensité de lumière émergente, k le coefficient d'extinction et l l'épaisseur du milieu traversé par la lumière.

En outre, d'après la loi de Beer, la quantité de lumière absorbée est proportionnelle au nombre de molécules absorbantes traversées, le coefficient d'extinction vaut donc :

$$k = \epsilon c \quad (\text{C.2})$$

où c est la concentration des molécules absorbantes et ϵ le coefficient d'extinction molaire.

Les relations (C.1) et (C.2) établissent ainsi la loi de Beer-Lambert, liant les intensités incidente et émergente au milieu traversé :

$$\log \frac{I_{ex}}{I_e} = \epsilon l c \quad (\text{C.3})$$

Configuration de l'installation pour les essais PIV

Système PIV Le système d'illumination utilisé dans les essais PIV est constitué d'une double cavité LASER Nd :YAG, d'une puissance lumineuse moyenne de $5W$ par cavité. Ce LASER génère des impulsions lumineuses de longueur d'onde $523nm$ à une fréquence maximale de $12Hz$. L'intervalle de temps entre les faisceaux issus des deux cavités est réglable ($> 1\mu s$). Les faisceaux issus du Nd :YAG sont transformés en plans lumineux (nommés nappes) par un système optique.

Ce LASER possède une puissance de crête élevée. En effet chaque impulsion de $9ns$ émet une énergie de $350mJ$.

Les prises de vue sont effectuées à l'aide d'une caméra PCO disposant d'un capteur CCD de 1280×1024 pixels², chaque pixel étant encodé sur $12bits$. La caméra est équipée d'un objectif de focale $105mm$ (ouverture 8) et placée perpendiculairement aux nappes LASER. La puissance de crête du LASER permet en effet d'obtenir un bon contraste sur les images malgré l'énergie lumineuse perdue lorsque l'on se place en diffusion latérale vis à vis des traceurs injectés dans l'écoulement. La figure D.1 représente les niveaux d'intensités émis par une particule réfractante de diamètre $0,8\mu m$.

Ensemencement de l'écoulement L'écoulement estensemencé avec des particules réfractantes nommées "traceurs". De manière générale, les particules doivent être suffisamment petites et de faible densité pour ne pas influencer l'écoulement, tout en restant observables.⁶² Nous utilisons dans nos expériences un générateur d'aérosol mis au point au DAFE (ONERA), produisant des gouttelettes d'huile de densité $\rho_p = 910kg.m^{-3}$. L'aérosol est produit dans une chambre de décantation, un impacteur, placé en sortie, permet d'éliminer les plus particules les plus lourdes.

Les traceurs sont injectés dans le circuit d'air $3m$ en amont du montage expérimental. La durée d'essai étant courte (quelques minutes), la condensation d'huile dans le caisson ventilé est limitée. Le montage et le circuit d'alimentation sont tout de même nettoyés entre chaque essai.

Le diamètre moyens des particules est de $0,8\mu m$ avec un écart-type de $0,1\mu m$. Ainsi la vitesse relative d'un traceur par rapport à l'écoulement⁶² est de $V_r \simeq 10^{-3}m.s^{-1}$ et le temps caractéristique associé vaut $t_{c,part} \simeq 2.10^{-5}s$. Ce temps est relativement court devant le temps caractéristique lié à l'échelle élémentaire de la turbulence (échelle de kolmogorov) dans cet écoulement, qui est de l'ordre de $\simeq 10^{-4}s$.

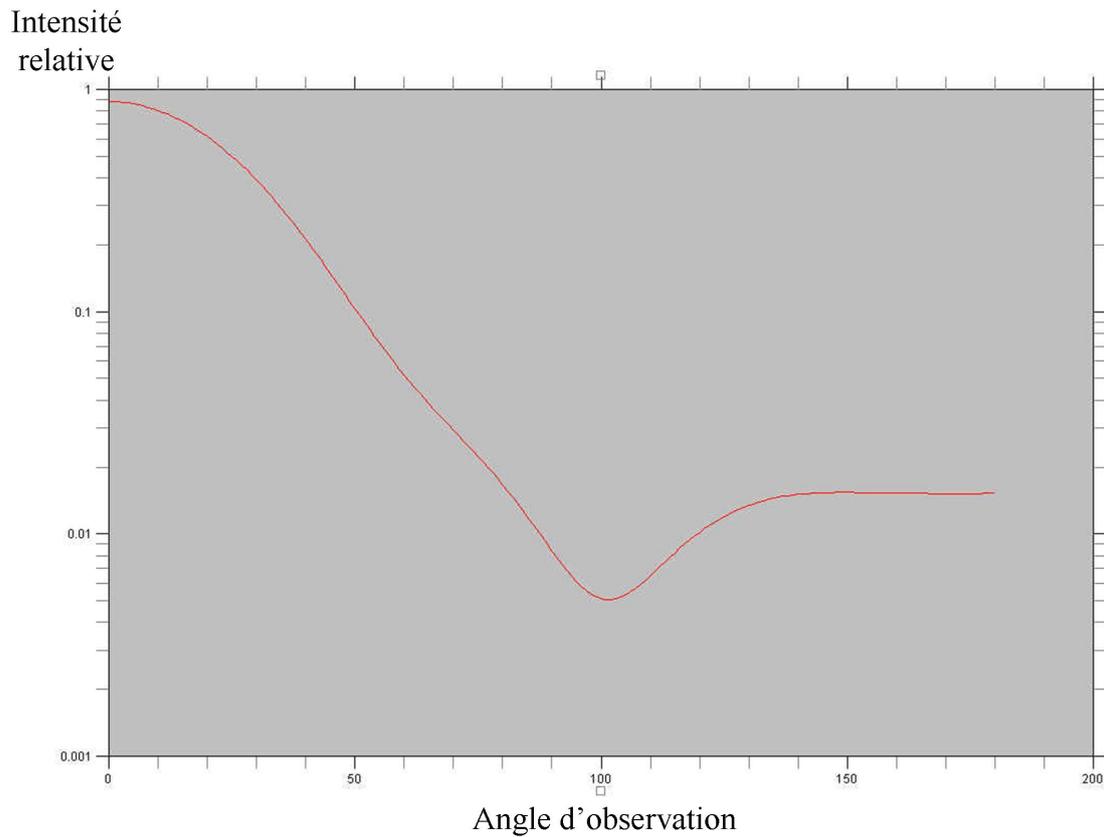
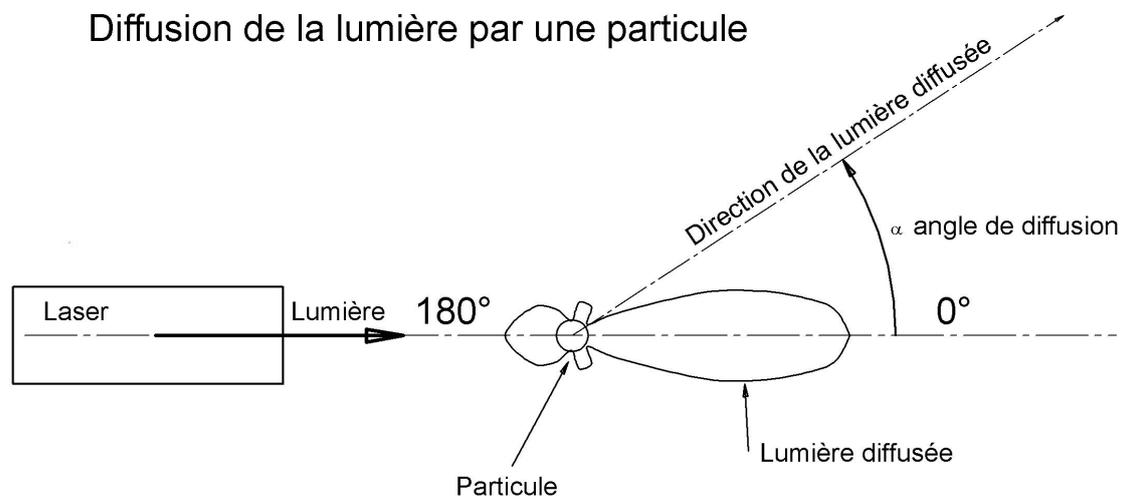


Fig. D.1 – Représentation de la diffusion lumineuse d'une particule éclairée par un faisceau LASER.

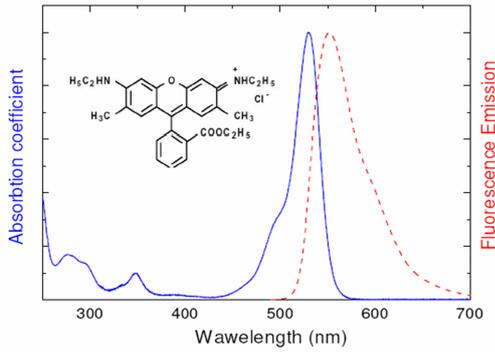


Fig. D.2 – Spectres d'émission et de réception de la Rhodamine6G

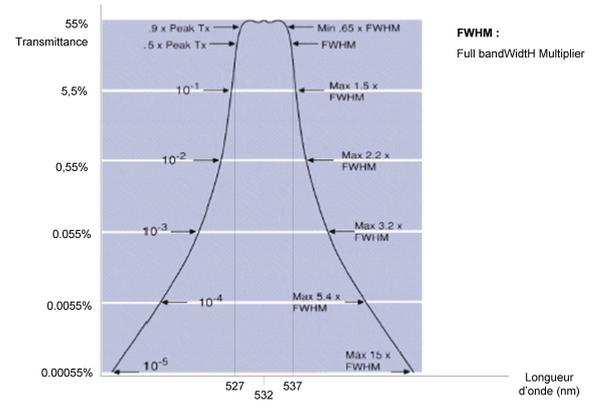


Fig. D.3 – Bande passante du filtre interférentiel centré à 532nm, référence 532FS10 – 50

On néglige donc le traînage des particules.

La réfraction du LASER par les traceurs est vue par le système optique comme un motif de diffraction de Fraunhofer à travers une ouverture circulaire, de répartition d'intensité Gaussienne. Les tâches de diffraction des particules observées sont liées à la configuration du système optique d'observation, par la relation :

$$d_{diff} = 2,44 \frac{f}{D_o} \left(\frac{l_0}{L_0} + 1 \right) \lambda \quad (D.1)$$

où f est la focale du système optique, $D_o = f/8$ est le diamètre de l'ouverture, l_0 est la distance entre le plan image et le centre du système optique et L_0 est la distance entre le plan objet et le centre du système optique (l_0/L_0 est donc le grandissement).

Dans notre configuration, les tâches de diffraction ont un diamètre typique de $d_{diff} \simeq 10\mu m$. Or les cellules photosensibles de la caméra CCD sont des carrés de $6\mu m$ de côté, l'image d'une particule est donc visible sur 2 *pixels*.

Réflexions à la paroi Les surfaces métalliques du montage expérimental génèrent de nombreuses réflexions parasites à l'intérieur du caisson. Afin de limiter ces parasites, la plaque plane circulaire est recouverte d'une peinture à base de Rhodamine6G (produit fourni par DANTEC). Ce composé luminescent est absorbant pour la longueur d'onde du LASER utilisé (532nm). La lumière absorbée est ensuite réémise par luminescence dans un domaine spectral étroit centré sur 580nm, comme on peut le voir sur la figure D.2. L'utilisation conjointe d'un filtre passe-bande de largeur $10 \pm 2nm$ centré sur 532nm (réf : 532FS10 – 25 © Andover Corp) permet d'éliminer la lumière émise par le revêtement. La transmittance du filtre optique est représentée figure D.3.

Adaptation de la PIV aux mesures de vitesse proche paroi Afin d'adapter le système PIV aux mesures de vitesse dans un écoulement de paroi, l'objectif de 105mm est remplacé par un microscope à longue distance (réf : QM1 © Questar), représenté figure D.4. Le microscope est utilisé à sa distance minimale de focalisation, qui est de 560mm. Le champ de mesure est alors large de 3,8mm pour une hauteur de 3,02mm et la profondeur de champ est de $\sim 0,145mm$ (donnée constructeur).

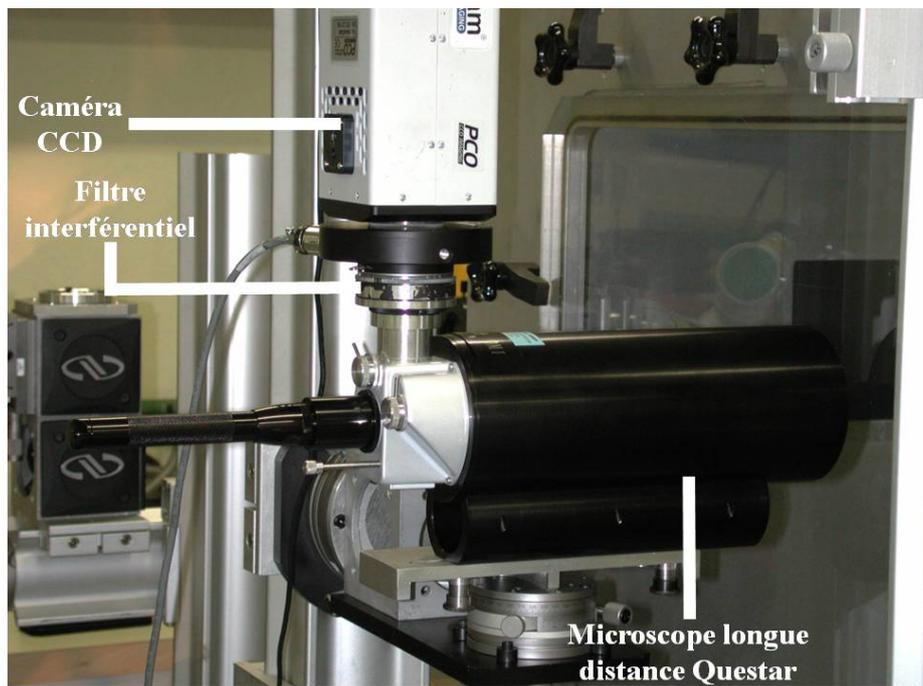


Fig. D.4 – Caméra PCO équipée du microscope longue distance Questar QM1 pour les mesures PIV proche paroi.

Post-traitement des résultats PIV

Nous décrivons dans cette Annexe les conditions de validation et de tri choisies lors du post-traitement des mesures PIV.

Rapport de pic La validation d'un déplacement inter-images passe par une condition sur les deux plus hauts pics de corrélation. On définit le rapport de pics Q par la relation :

$$Q = \frac{Pic1 - min}{Pic2 - min} > 1$$

où $Pic1$ et $Pic2$ sont les amplitudes des pics de corrélation principal et secondaire, et min est la valeur minimale de corrélation dans l'ensemble de la fenêtre, comme on peut le voir sur la figure E.1.

Pour $Q < 1,2$, la probabilité pour que le déplacement mesuré soit exact est faible. Cette même probabilité tend vers 1 lorsque $Q > 1,5$. Tout déplacement pour lequel $Q < 1,2$ est donc invalidé. Ceci permet d'éliminer une grande partie des vecteurs vitesse erronés.

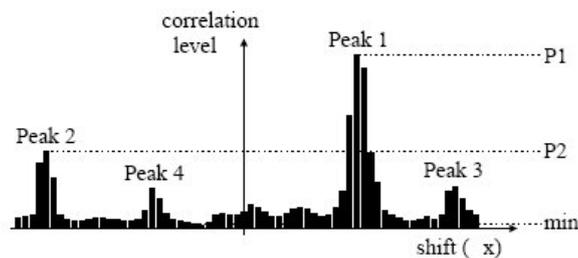


Fig. E.1 – Pics de corrélation en fonction du déplacement, au sein d'une fenêtre d'interrogation.

Moyenne comparée On calcule alors les champs de vitesse moyenne ($\vec{V} = (\bar{u}, \bar{w})$) ainsi que l'écart-type sur chaque composante ($\sigma(u), \sigma(w)$). Ce premier champ de vitesse moyenne constitue un outil de comparaison pour chacun des champs de vitesse instantanée. On procède à un filtrage des vitesses sur 6 écart-types, ceci permet de conserver la majeure de la population statistique. Ainsi, soit $\vec{V} = (u, w)$

un vecteur vitesse instantané, \vec{V} est conservé si :

$$\bar{u} - 6\sigma(u) \leq u \leq \bar{u} + 6\sigma(u)$$

et

$$\bar{w} - 6\sigma(w) \leq w \leq \bar{w} + 6\sigma(w)$$

Distribution spatiale On procède ensuite à un filtrage spatial à 6 écart-types. Ceci revient à éliminer tout vecteur dont l'amplitude ou l'orientation ne sont pas comparables à celles de ses voisins. Ce calcul est effectué sur les 24 plus proches voisins du vecteur instantané considéré.

Après cette étape du post-traitement, la répartition spatiale des vitesses dans le champ instantané est nettement moins dispersée. En particulier, dans le cœur potentiel du jet libre, l'écart-type sur la composante radiale diminue de 30%.

Erreurs et incertitudes sur les mesures PIV

Incertainces liées au système PIV La position des nappes dans le plan de symétrie du jet est soumise à une incertitude de 2,5% relativement au diamètre du jet. En outre l'incertitude sur l'inclinaison des nappes est de 2°. Les champs acquis sont donc inclinés et décalés par rapport au plan de symétrie du jet. Les vitesses mesurées incluent donc une partie de la troisième composante de la vitesse. Supposons l'écoulement de jet parfaitement axisymétrique, les champs de vitesse moyenne obtenus sont valables dans tout autre plan de symétrie. On connaît ainsi le profil de la troisième composante de la vitesse. Ceci permet de déterminer l'incertitude sur la mesure, qui est de 1%.

La conversion des images PIV vers le champ de vitesse réel est aussi source d'incertitudes. La taille des pixels, en mètre, est déterminée à l'aide d'une mire gravée avec une résolution de 2mm, représentée figure F.1. Les coordonnées d'un point sont déterminées à 0,1 *pixel* près. La taille moyenne d'un pixel est de 79,84 μ m et l'incertitude sur cette mesure est de 1,6 μ m dans les deux directions du plan. Par ailleurs le capteur CCD rectangulaire de la caméra n'est pas parfaitement aligné sur la mire. L'incertitude sur l'angle de rotation de la caméra autour de son axe optique est de 1°. L'incertitude sur la taille d'un pixel est donc de 2%.

La loi de propagation des erreurs, donnée dans l'annexe B.3 permet de calculer l'incertitude sur la mesure de la vitesse d'une particule, qui est de 4%.

F.1 Discrétisation des images et détection de pics

Lorsque deux particules sont suffisamment proches, leurs taches de diffraction interfèrent, créant un réseau de franges d'Young. Le motif identifié contient ainsi l'image de deux particules. Ce biais de mesure est inévitable lorsque la concentration en traceurs est élevée.⁵⁷ L'erreur associée est typiquement de 0,1 *pixel*.

Par ailleurs, un biais de vitesse est généré lors de la décomposition en fenêtres des images. Les valeurs à la frontière des fenêtres d'interrogation sont atténuées, ainsi la corrélation est pondérée vers le centre de la fenêtre. Les déplacements sont donc biaisés vers des valeurs plus faibles. L'erreur associée est de l'ordre de 0,1 *pixel* pour des images de particules de 3 *pixels* de diamètre et des fenêtres de 64².

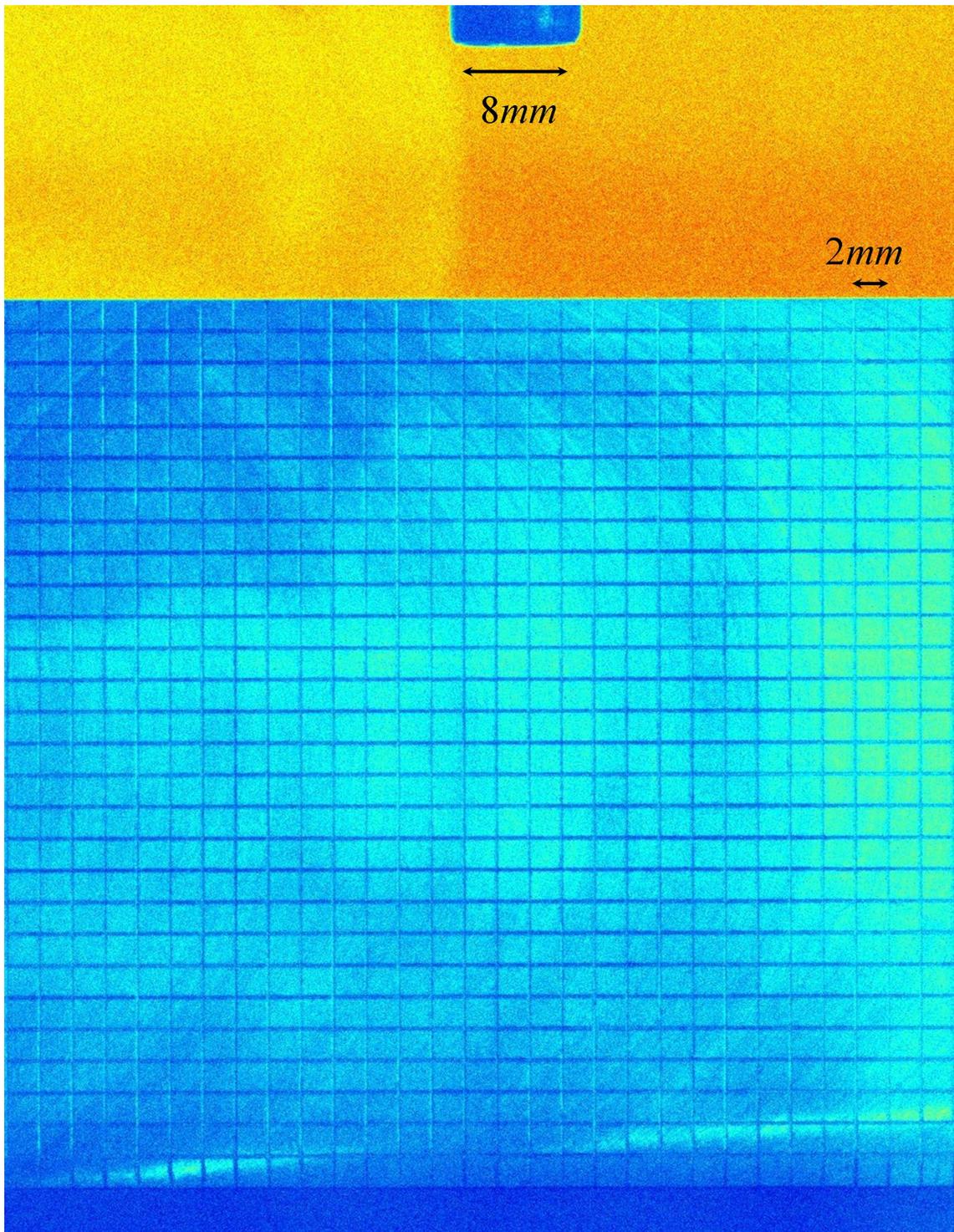


Fig. F.1 – Mire placée dans le plan d'axisymétrie du jet impactant

L'utilisation d'un processus itératif de décomposition des images associé à un décalage sub-pixel⁵⁴ permet de majorer cette erreur systématique à $0,01 \text{ pixel}$.

En outre, l'estimation des déplacements sub-pixel passe par une représentation du pic de corrélation principal à l'aide d'une fonction gaussienne. Ceci génère une erreur systématique appelée "peak-locking", cette erreur évolue selon une période spatiale de 1 pixel . L'erreur est typiquement inférieure à $0,1 \text{ pixel}$. Lorsque l'on utilise le processus itératif associé au décalage sub-pixel,⁵⁴ cette erreur devient inférieure à $0,01 \text{ pixel}$.

L'erreur due au traitement des images génère donc une erreur absolue de $1,5\%$.

F.2 Convergence statistique

La convergence des moments statistiques est une donnée essentielle pour l'estimation de la qualité des résultats en PIV. Le nombre de champs acquis est a priori suffisant pour faire converger les espérances et variances mathématiques des deux composantes de la vitesse. Considérons un vecteur vitesse localisé dans le jet libre sur l'axe du jet, et un autre vecteur dans la couche de mélange à la distance $z = 3D$. La convergence statistique en ces deux points est représentative de la convergence dans l'ensemble de l'écoulement.

La convergence de des moyennes des composantes de la vitesse sont représentées sur les figures F.3 et F.2. La convergence est vérifiée, c'est à dire que $\overline{V_N}/\overline{V_{1200}} > 95\%$, dans le coeur du jet comme dans la couche de mélange, au-delà de 100 échantillons. En outre les résidus statistiques convergent simultanément vers 0. Les résultats donc tout à fait satisfaisants.

La convergence de l'écart-type sur les deux composantes de la vitesse est vérifiée, dans le coeur potentiel comme dans la zone de mélange, pour un nombre d'échantillons supérieur à 500, comme on peut le voir sur la figure F.5. Il en est de même pour les tensions de Reynolds ($\overline{u'w'}$) comme le montre la figure F.6.

F.3 Convergence statistique pour les mesures PIV proche paroi

Les cartographies instantanées sont très incomplètes. Ainsi la population statistique pour chaque vecteur vitesse est d'environ 400 échantillons (pour 1200 champs acquis).

Les figures F.7 et F.8 représentent la convergence et le résidu des moment statistiques d'ordre 1 et 2 pour vecteur vitesse doté de 700 échantillons. La convergence de \bar{u} , \bar{v} , $\sqrt{\overline{u'^2}}$, $\sqrt{\overline{v'^2}}$ est établie ($\sim 95\%$). En effet le nombre de particules présentes dans un champ est beaucoup plus faible que lors des essais PIV. La convergence des tensions de Reynolds requiert un plus grand nombre d'échantillons et donc de champs de vitesse instantanée.

F.4 Montage expérimental

La vitesse en sortie de jet a été mesurée à l'aide la technique PIV. Ainsi le rapport entre la pression statique p_s prise par le capteur installé en amont de la buse du jet, et la vitesse en sortie de jet, a put

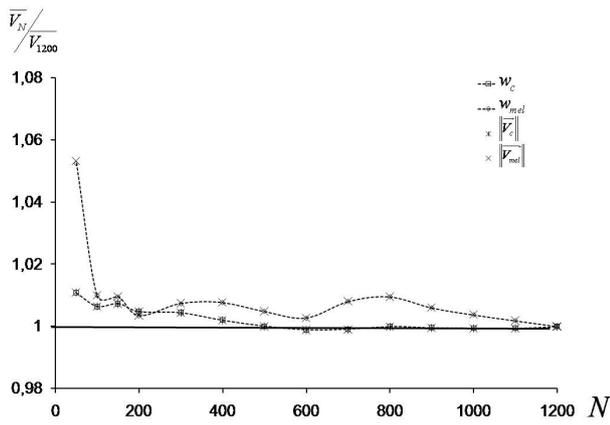


Fig. F.2 – Convergence statistique de \bar{w} et \bar{V} sur l'axe du jet et dans la couche de mélange.

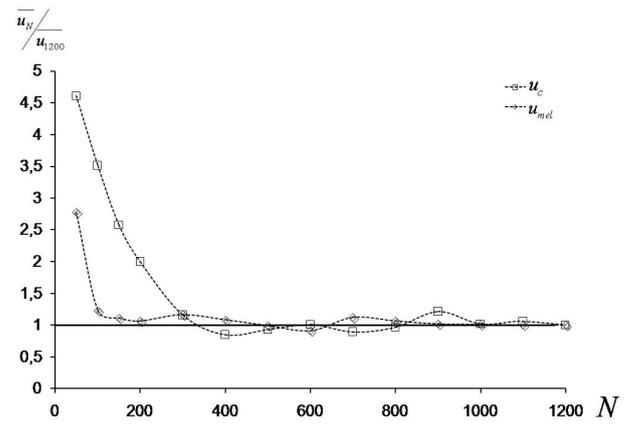


Fig. F.3 – Convergence statistique de \bar{u} sur l'axe du jet et dans la couche de mélange.

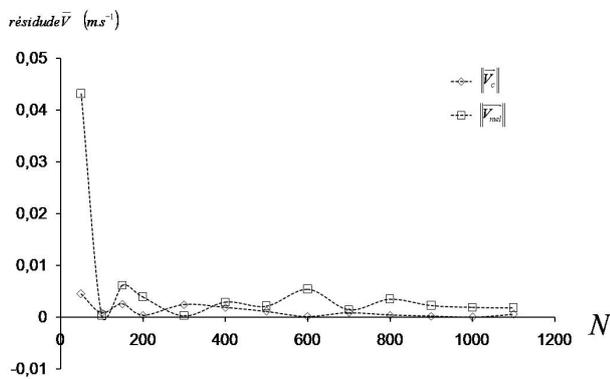


Fig. F.4 – Résidu statistique du module du vecteur vitesse \bar{V} sur l'axe du jet et dans la couche de mélange.

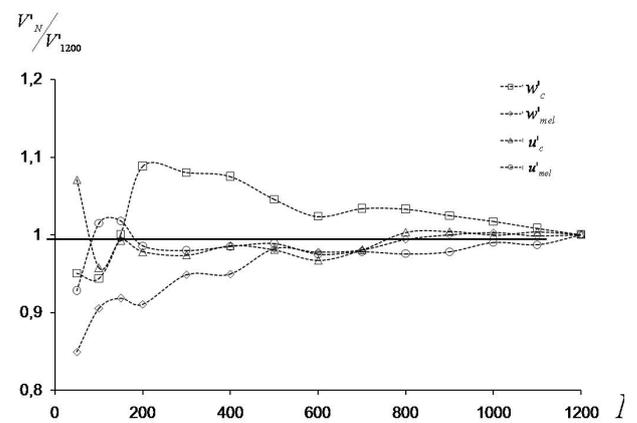


Fig. F.5 – Convergence statistique des fluctuations de vitesses.

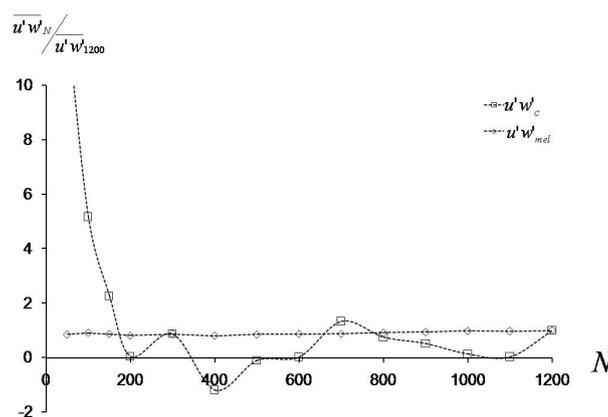


Fig. F.6 – Convergence statistique des tensions de Reynolds.

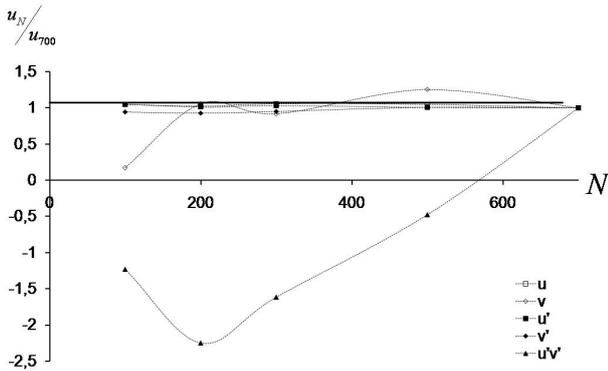


Fig. F.7 – Convergence statistique des moments statistiques. Les tensions de Reynolds ne sont pas convergées.

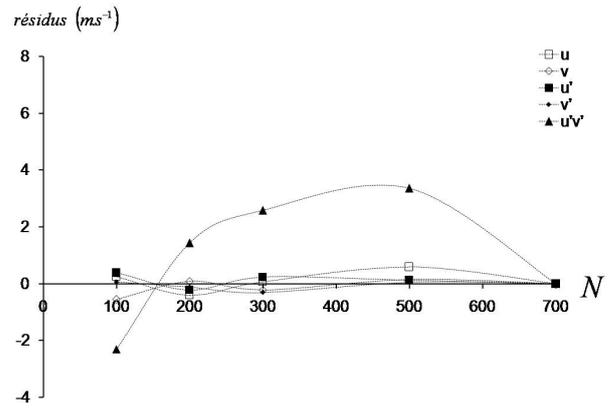


Fig. F.8 – Résidus statistiques. Les tensions de Reynolds ne sont pas convergées.

être établi. Par la suite, la seule valeur de p_s permet de contrôler la vitesse en sortie de jet.

Pour $p_s = 1163,9 Pa$, la vitesse moyenne ($\|\overline{\vec{V}}\|$) vaut $64,55 m.s^{-1}$ et son écart-type est de $2,8 m.s^{-1}$, soit $4,5\%$, il correspond au taux turbulence en sortie de jet. Au cours de l'étalonnage, l'écart type de p_s est de 1% .

L'incertitude sur la vitesse en sortie de jet dépend des paramètres de la loi d'étalonnage liant $\overline{\vec{V}}$ à p_s , et est de 5% .

Cette incertitude est due à des instabilités basse fréquence dans l'écoulement amont. Malgré la présence de deux détendeurs sur le circuit, la proximité des compresseurs d'air en amont de l'installation en laboratoire génère des perturbations.

F.5 Synthèse

Les biais et incertitudes sur les mesures par PIV sont déterminés. La convergence des moments statistiques d'ordre 1 et 2 est tout à fait satisfaisante pour les mesures PIV, les vitesses sont quantifiées pour l'ensemble du jet impactant.

L'adaptation de cette technique aux mesures de vitesse près de la paroi nécessite cependant un plus grand nombre d'échantillons afin de faire converger les moments statistiques d'ordre 2. En outre l'incertitude sur le déplacement des particules augmente sensiblement, surestimant ainsi l'intensité des fluctuations de vitesses.

Configuration de l'installation pour les essais VLF

G.1 Principe de la technique VLF

La technique VLF nécessite la présence de traceurs dans l'écoulement. La figure G.1 montre le signal émis par une particule (nommé "bouffée Doppler", ou "burst") lorsqu'elle traverse le réseau de franges, ce signal est caractérisé par deux fréquences d'oscillation. Les oscillations sont liées à la distribution gaussienne d'énergie dans le réseau de franges.

La visibilité d'un burst est définie par $v = \frac{V_f}{V_p - V_f}$, où V_f est la demi amplitude de la plus grande crête et V_p est la valeur de crête théorique du burst ($V_p \geq 0$). La fonction temporelle décrivant le burst est définie par :

$$B(t) = \frac{V_p \exp(-at^2)}{1 + v} (v \cos(\omega_0 t) - 1)$$

où $a = -\frac{4f_0^2}{N_f^2} \ln(r_f)$ est la caractéristique basse fréquence du burst. f_0 et ω_0 sont la fréquence et la pulsation caractéristiques du burst, N_f est le nombre de franges dans le burst et r_f l'amplitude de la dernière frange visible par rapport à la frange centrale.

G.2 Configuration utilisée pour les mesures VLF à deux composantes

La caractérisation du montage expérimental de jet impactant nécessite la mesure instantanée des deux composantes de la vitesse (u, w) dans un plan d'axisymétrie. Pour cela on utilise un système VLF à deux composantes. La technique de mesure repose sur la superposition de deux réseaux d'interférences non parallèles de longueurs d'ondes différentes. Les photographies G.3 et G.2 représentent le montage expérimental instrumenté pour les essais VLF.

G.2.1 Banc d'émission

Les deux paires de faisceaux émergeant de la tête d'émission sont cylindriques. Lorsque deux faisceaux cohérents se croisent, un volume d'interférences se forme. Ce volume est un ellipsoïde centré sur le point d'intersection des axes des faisceaux, (voir figure G.8).

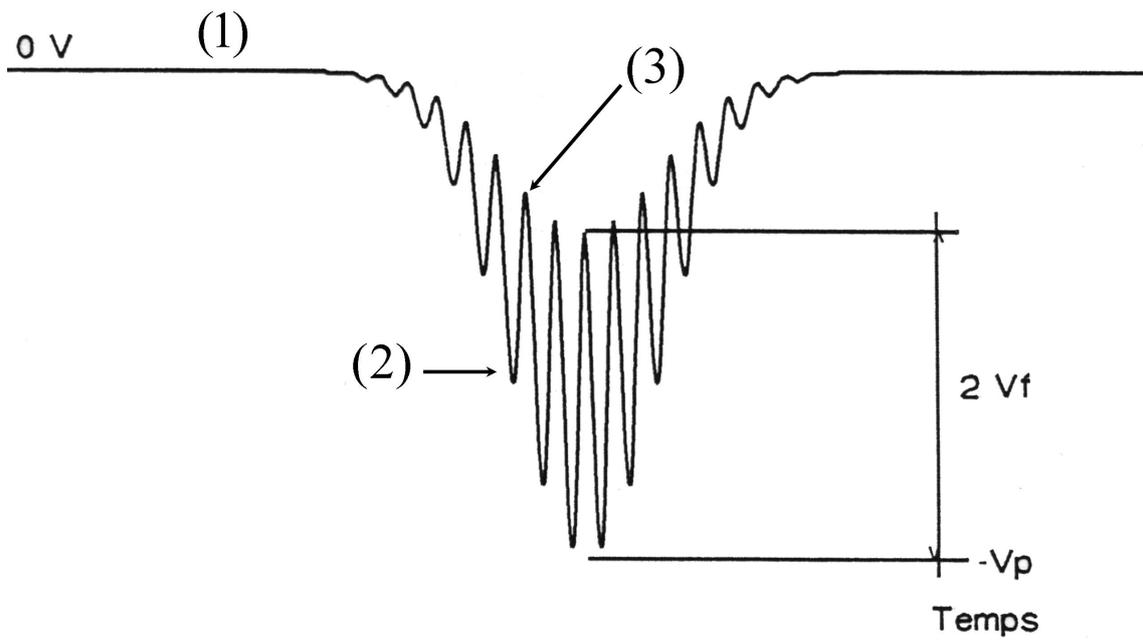
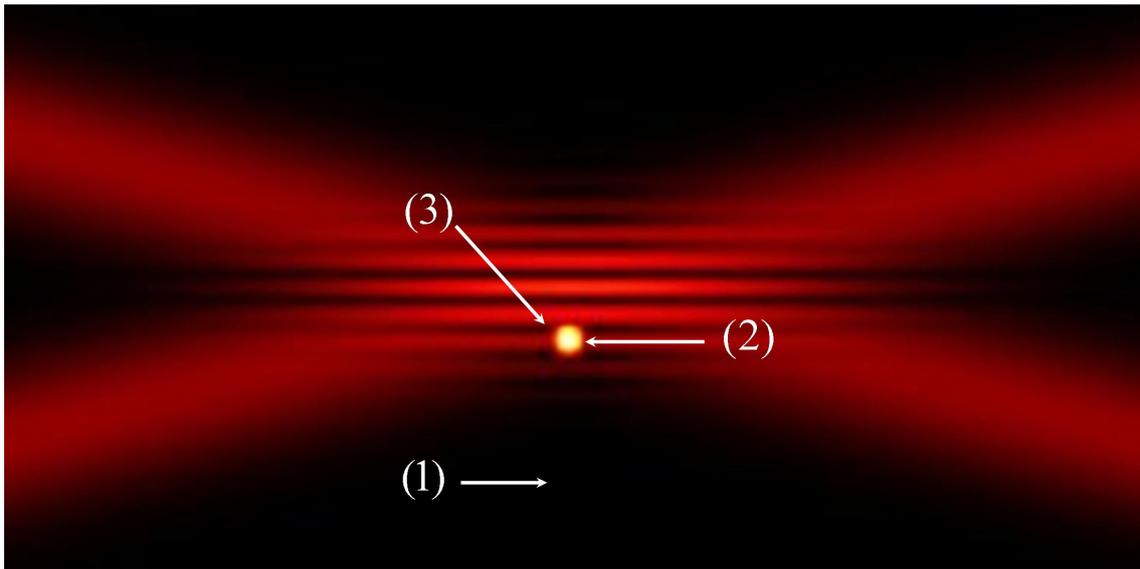


Fig. G.1 – Signal idéal brut émis par une particule lorsqu'elle traverse le réseau de franges : bouffée Doppler.

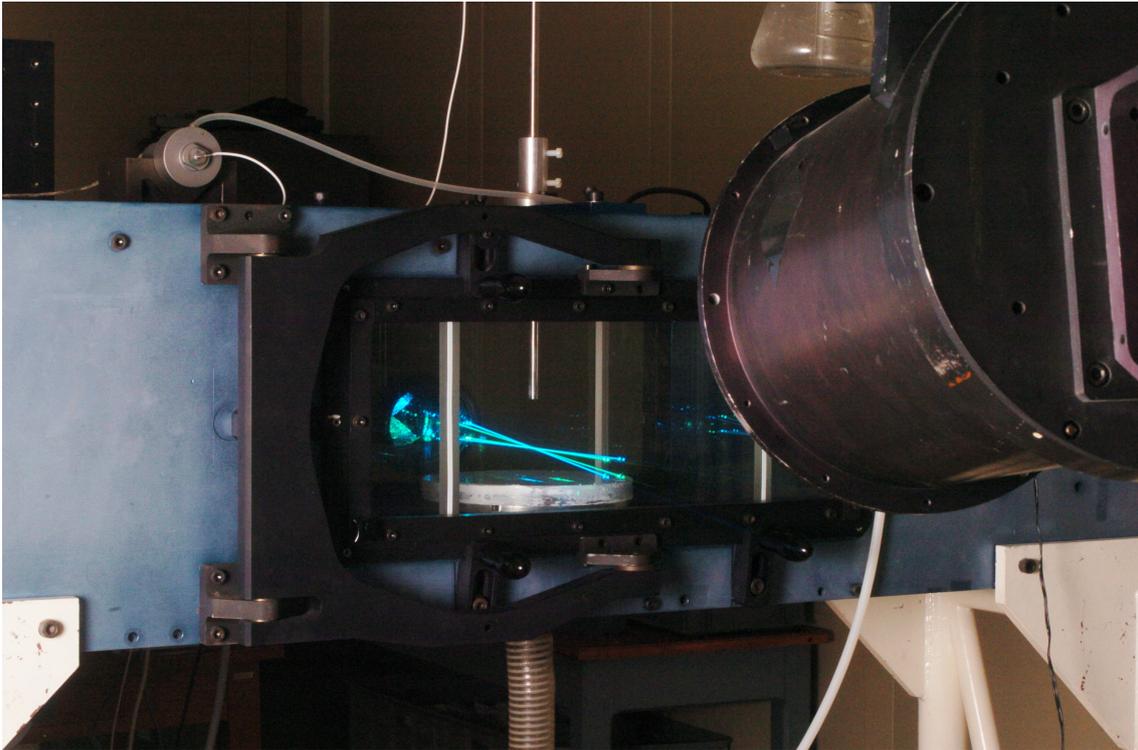


Fig. G.2 – Photographie de la veine d'essai, les deux paires de faisceaux viennent former les volumes de mesure dans le plan d'axisymétrie du jet impactant.

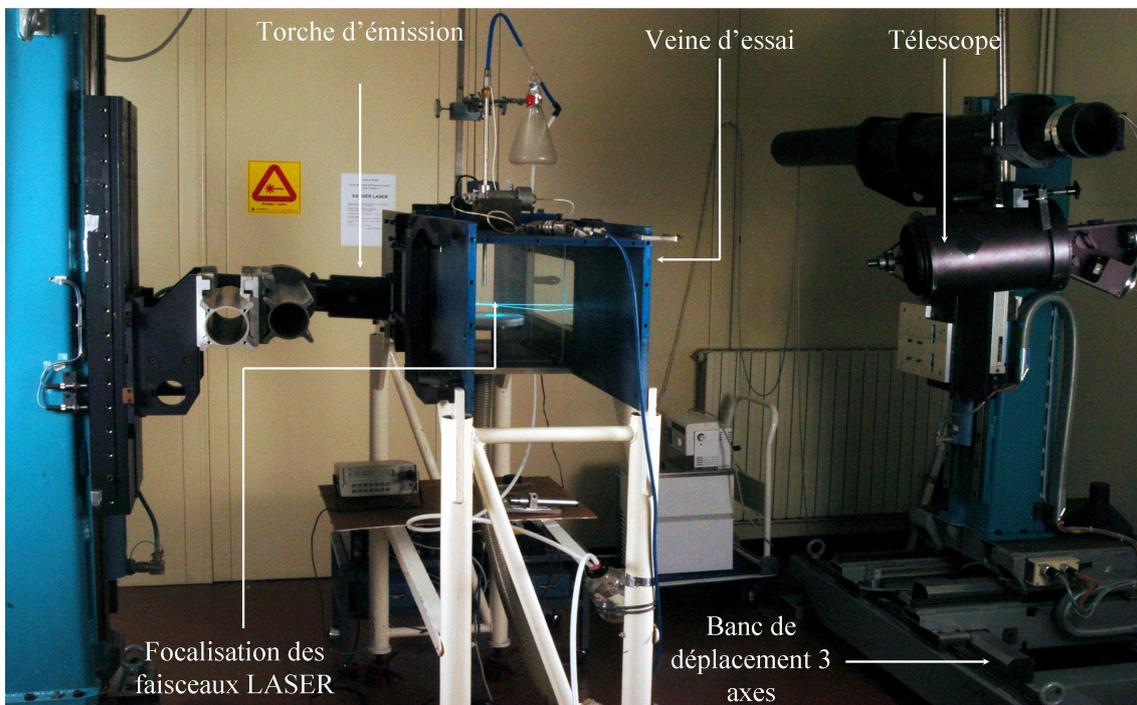


Fig. G.3 – Photographie de l'ensemble du montage VLF en essais.

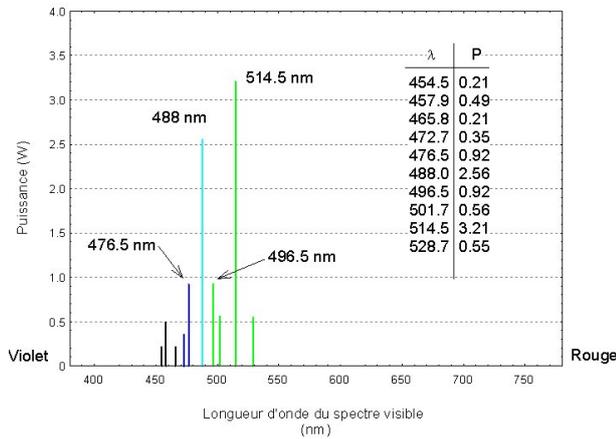


Fig. G.4 – Spectre d’émission du LASER continu à Argon ionisé.

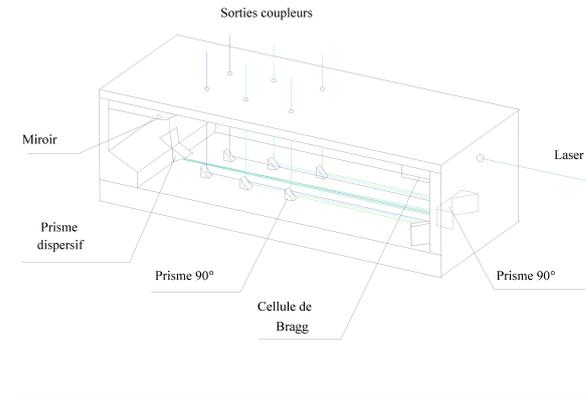


Fig. G.5 – Chambre pressurisée séparant les raies du LASER Argon.

Les faisceaux lumineux utilisés pour générer les réseaux de franges sont issus d’un LASER continu à Argon (©Spectra Physics) d’une puissance maximale de 24W. Les raies d’émission de ce LASER sont représentées figure G.4. Un système optique (©DANTEC), représenté figure G.5, permet de séparer les raies du faisceau et de créer les paires. Les longueurs d’onde que nous utilisons pour former les deux réseaux d’interférences sont 514,5nm (”vert”) et 488nm (”bleu”).

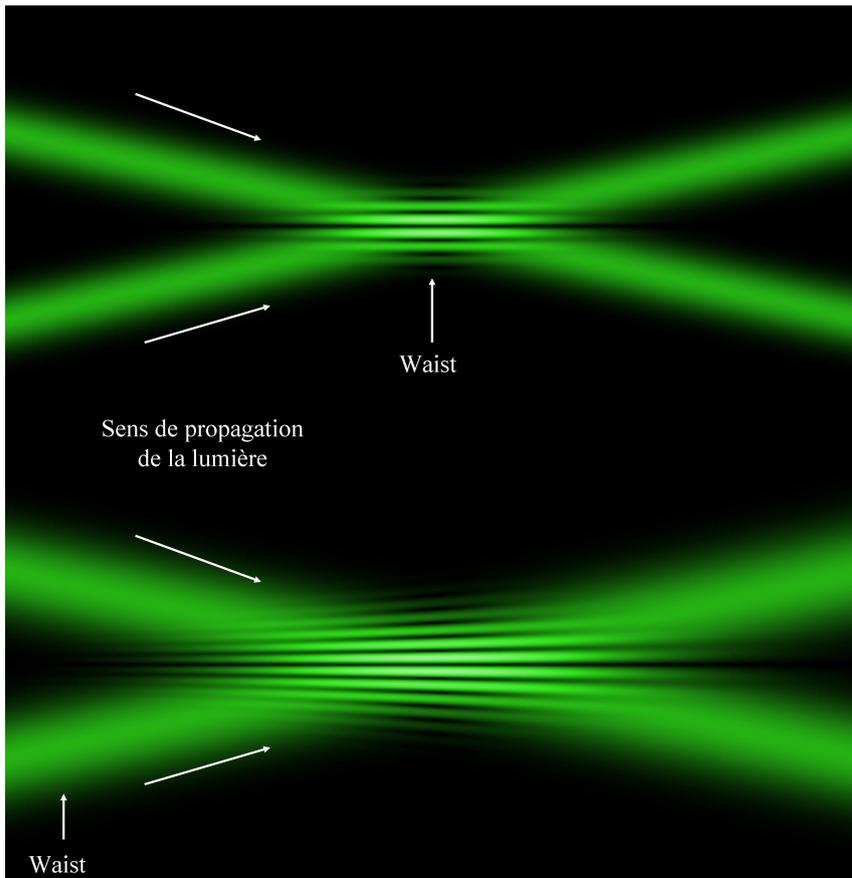
Comme le signal modulé est le même quel que soit le sens de passage d’une particule, des modulateurs acousto-optiques (cellule de Bragg) sont installés sur la trajectoire des faisceaux dans le système DANTEC. Un décalage en fréquence de ces cellules de Bragg induit un défilement des franges. Ainsi, une particule immobile diffusera un signal utile de la valeur du défilement. En outre le défilement des franges d’interférence permet de connaître le sens de déplacement de chaque particule.

Quatre fibres optiques monomode (4 μ m) permettent d’acheminer les faisceaux lumineux jusqu’à une tête optique d’émission (©FiberFlow) placée près de la veine d’essais, montée sur un banc de déplacement à trois axes d’amplitude 600³mm³ avec un pas de déplacement minimal de 5 μ m sur chaque axe.

Les paires de faisceaux cohérents de chaque longueur d’onde se croisent au centre du waist des faisceaux. Le waist est réglé par la configuration des miroirs de cavité à quelques dizaines de centimètre de l’émission (voir figure G.7). Le waist est la position pour laquelle les faisceaux ont un diamètre minimum. La focalisation des faisceaux à cette position permet d’obtenir des franges d’interférences parallèles et planes, comme on peut le voir sur La figure G.6.

Les dimensions du volume d’interférence dépendent du diamètre des faisceaux et de leur orientation. En particulier, sa longueur dépend de l’inclinaison relative des faisceaux. Ainsi le diamètre a de l’ellipsoïde est au plus égal au diamètre du waist, et la longueur b est définie par $\frac{b}{a} = \tan\alpha_{\frac{1}{2}}$, où $\alpha_{\frac{1}{2}}$ est le demi-angle formé par la paire de faisceaux incidents.

L’interfrange dépend directement de la longueur d’onde λ et de l’angle Θ entre les faisceaux cohérents, à savoir $i = 2\lambda\sin(\Theta/2)$. Tous les paramètres de la configuration retenue sont représentés sur le tableau



Le volume d'interférences est créé au niveau du waist des faisceaux

Le volume d'interférences est créé en aval du waist des faisceaux

Fig. G.6 – Visualisation de réseaux de franges créés au niveau du waist des faisceaux et dans son voisinage.

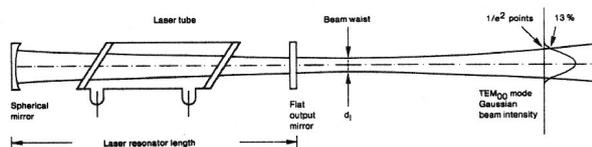


Fig. G.7 – Phénomène de Waist, dû à l'optique de la cavité LASER.

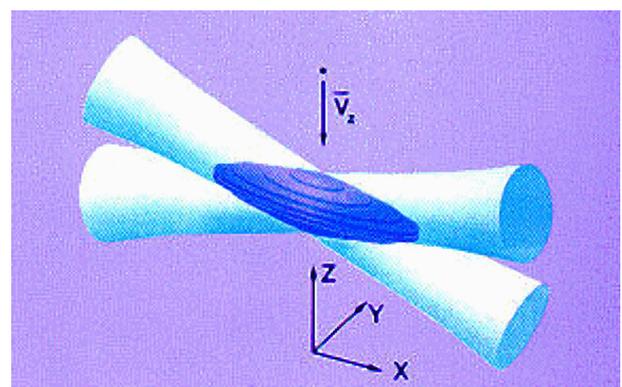


Fig. G.8 – Volume de mesure créé par l'intersection des waists de deux faisceaux cohérents.

G.9, on retiendra principalement :

- 20,14 franges dans chacun des deux volumes d’interférences,
- les deux ellipsoïdes formés ont un diamètre de $72,95\mu m$ (vert) et de $69,19\mu m$ (bleu), pour une longueur respective de $1,03mm$ et de $0,98mm$,
- les interfranges sont alors de $3,63\mu m$ (vert) et $3,44\mu m$ (bleu),
- la fréquence de Bragg sélectionnée est de $40MHz$.

Étant donnés ces paramètres, le temps de transit d’une particule traversant le volume de mesure avec une vitesse $w = 70m.s^{-1}$ est de $0,9\mu s$.

Les deux volumes de mesure sont concentriques et forment un angle de 90° (voir figure G.11). Les franges des deux volumes de mesure sont orientées à 45° de l’axe du jet. Afin d’éviter tout obstacle sur le chemin optique des LASER, l’axe optique du système d’émission forme un angle de 4° avec l’horizontale de la veine d’essais (voir figure G.10).

G.2.2 Banc de réception

Le système optique de réception est un télescope de type Cassegrain de focale $1,50m$ visant le volume de mesure. Il est positionné du côté opposé au système d’émission afin de capter le maximum de flux lumineux. En effet, pour les tailles de particules concernées, la diffusion de Mie qui décrit l’interaction entre la lumière et les particules montre qu’il y a 50 à 1000 fois plus de lumière diffusée vers l’avant qu’en arrière (voir D.1).

Le télescope est installé sur un banc de déplacement identique au banc supportant le système d’émission. Les deux bancs sont synchronisés et on tolère un écart de $2\mu m$ sur leur position, le champ d’observation du télescope englobe alors toujours les deux volumes de mesures. Une lame séparatrice est placée derrière le télescope, elle permet d’isoler les deux longueurs d’ondes utilisées.

Les signaux sont ensuite acheminés par fibres optiques multimodes vers deux photo-multiplicateurs (ou PM), dédiés à chacune des deux longueurs d’ondes. Le diamètre de ces fibres ($200\mu m$) est supérieur au diamètre des volumes de mesure, afin de ne pas tronquer le signal reçu.

Un processeur de signal (IFA 755 ©TSI) est ensuite chargé de la détecter et de la valider la corrélation des signaux. Les fréquences supportées par cet appareil sont comprises entre $300Hz$ et $100MHz$. Le débit maximal est de $80\,000\text{ mesures}/s$ en configuration 2D.

G.3 Ensemencement

L’écoulement estensemencé avec des particules microniques d’huile. Ces particules sont choisies en fonction des caractéristiques de l’écoulement, elles doivent être suffisamment petites afin de limiter le traînage de particule dans des écoulement fortement accélérés tout en émettant une intensité lumineuse suffisante.

Le générateur d’aérosol utilisé pour les essais PIV présente les caractéristiques requises pour les essais VLF, il est donc conservé.

Typiquement, un essai VLF complet dure environ $1h$. On place donc deux volumes tampon en amont du jet, afin d’extraire les condensats d’huile formés dans le circuit d’air. Après chaque essai, le circuit

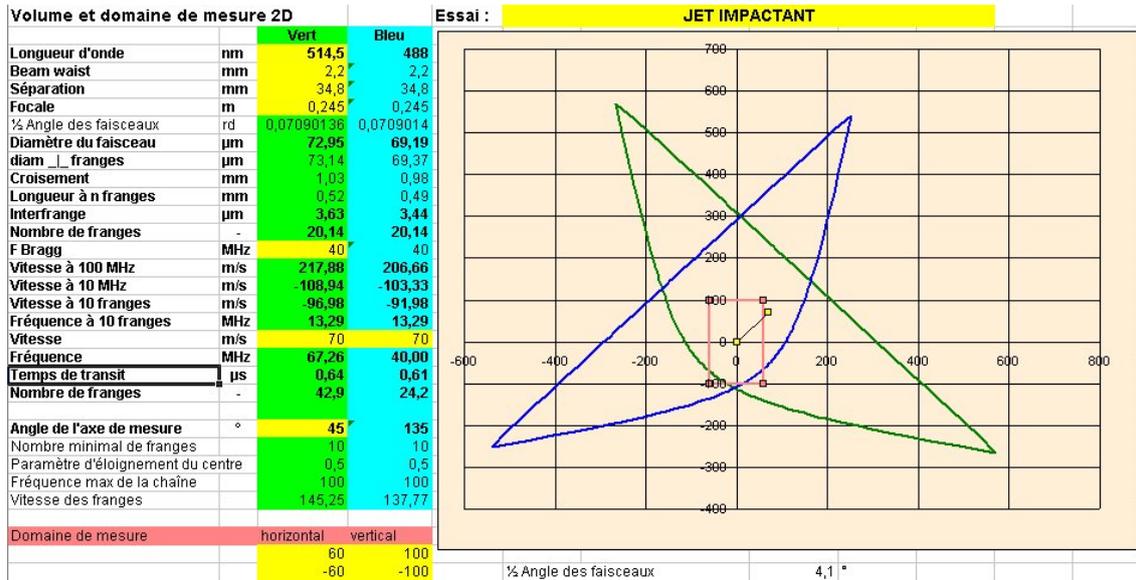


Fig. G.9 – Tables de paramètres expérimentaux pour le montage VLF 2D.

d'air amont est intégralement nettoyé.

G.4 Conditions d'essais

Les conditions d'essai sont les mêmes que pour la campagne PIV. La température est de l'ordre de $298K$ et la différence de température entre le jet et la plaque ainsi que la variation temporelle de température restent inférieures à $1K$ au cours d'un essai. La pression atmosphérique, quant à elle, varie de quelques centaines de Pascals.

La veine d'essai est placée en aval d'un volume tampon de $100m^3$, où la pression moyenne est de $150.10^5 Pa$. La pression varie à très basse fréquence dans ce volume (de l'ordre de $10^5 Pa.h^{-1}$). L'influence de ces variations est imperceptible en aval des détendeurs utilisés, au cours d'un essai. Ainsi les problèmes rencontrés lors des essais VLF sont limités.

G.5 Paramètres du système d'acquisition

G.5.1 Échantillonnage

On souhaite un intervalle de confiance minimum de 95% sur les moments statistiques d'ordre 1 à 4. Étant donné les taux de turbulence de l'écoulement (voir 4.2), un tel intervalle de confiance impose une population minimale de 50000 particules par point de mesure.

L'ensemencement est ajusté de sorte que la cadence d'acquisition soit comprise entre 1000 et 10000 particules par seconde. Ainsi le temps de mesure pour un point est de l'ordre de 5s. Chaque mesure est limitée à 20s.

En outre, $|u| < 40m.s^{-1}$ et $-10m.s^{-1} < w < 70m.s^{-1}$, les fréquences de burst des particules sont alors comprises entre 30MHz et 70MHz. On utilise donc la bande passante 10MHz 100MHz du

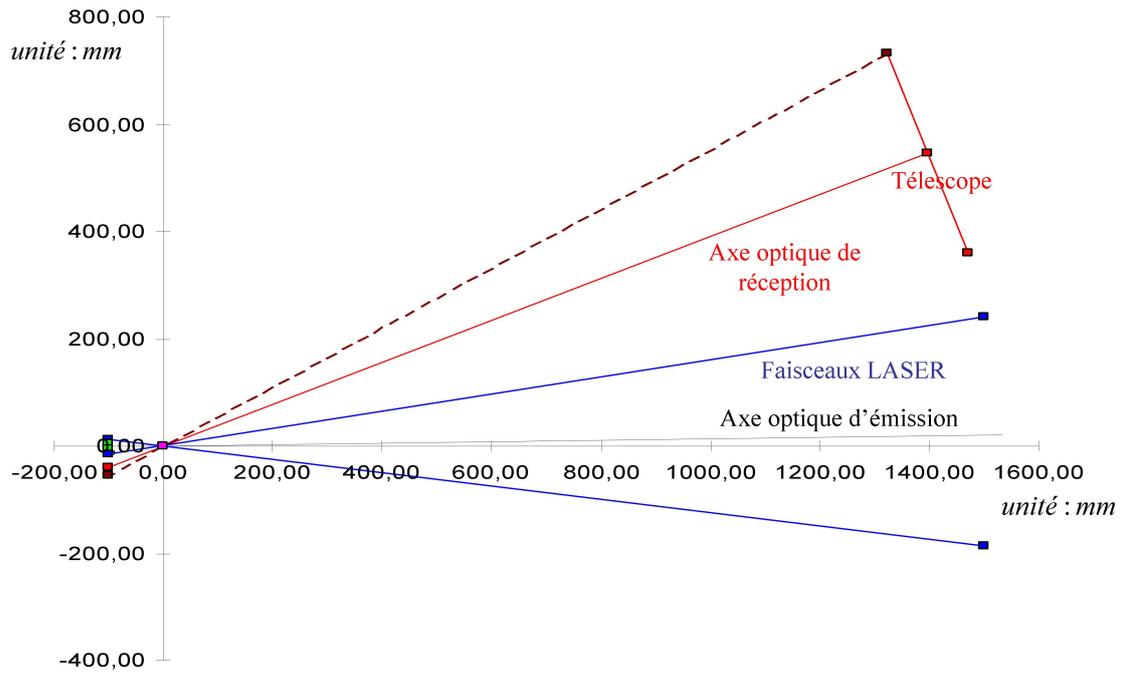


Fig. G.10 – Orientation des axes optiques d'émission et de réception par rapport à la veine d'essais, projection dans un plan vertical.

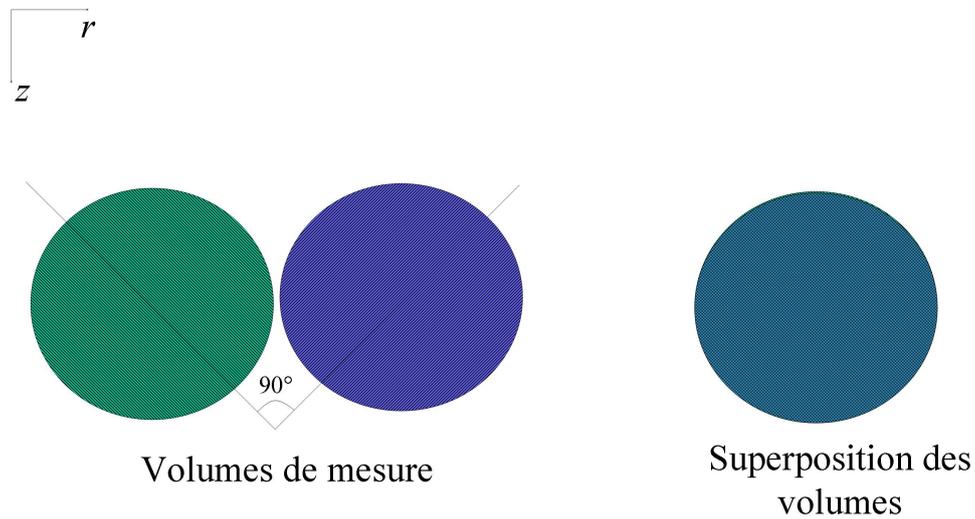


Fig. G.11 – Superposition des volumes de mesure.

filtre du processeur de signal (IFA 755).

G.5.2 Validation des mesures

Une particule traversant le volume de mesure est validée si elle traverse au moins 10 franges, les temps de transit minimaux d'une particule sont respectivement de $0,64\mu s$ (vert) et de $0,61\mu s$ (bleu). Ces temps sont calculés en fonction d'un paramètre de visibilité du burst de 0,5, qui représente un coefficient d'éloignement au centre du volume de mesure.

La coïncidence par fenêtre temporelle est choisie égale à $1\mu s$. La mesure est validée sur les deux canaux si une particule est vue sur l'un puis sur l'autre avant le temps imparti. La probabilité pour que la particule mesurée dans les deux volumes soit la même est ainsi supérieure à 95%.⁶²

Pour chaque point de mesure, la proportion de particules validées par le processeur de signaux est de 99%. Ce taux est très satisfaisant et témoigne d'un réglage optimal de l'ensemencement et du système d'acquisition.

Configuration de l'installation pour les essais VLF en "approche paroi"

H.1 Système VLF en configuration "approche paroi"

H.1.1 Banc d'émission

La configuration du système VLF en "approche paroi" est légèrement différente de la configuration 2D décrite en G. Tout d'abord, on crée un unique volume d'interférences à partir des faisceaux bleus ($488nm$). Ce volume est un ellipsoïde de diamètre $34\mu m$ et de longueur $280\mu m$.

Les franges d'interférence sont orthogonales à la plaque plane et défilent dans le sens inverse à l'écoulement principal. L'inclinaison de l'axe optique d'émission par rapport à l'horizontale de la veine d'essais est de 1° . Ceci permet de limiter la réflexion des faisceaux LASER sur la plaque plane. Les figures H.1 et H.2 représentent l'orientation des faisceaux et du volume de mesure dans l'écoulement de jet de paroi.

Cette configuration permet notamment de localiser l'axe du jet à l'aide d'un sondage dans un plan horizontal, distant de $0,3mm$ de la plaque. Le diamètre du volume de mesure permet ainsi de localiser la position de l'axe du jet à $10\mu m$ près (voir figure H.3). La vitesse mesurée u est une des deux composantes de la vitesse réelle. On localise alors l'axe $O'k$ où $\bar{u} = 0$, normal au plan (x, y) ainsi que l'axe $O'x$ où u est maximale et égale à la vitesse réelle. La position de l'axe du jet est ainsi déterminée à $5\mu m$ près (résolution spatiale des bancs de déplacements).

H.1.2 Banc de réception

Le système de réception est identique au système utilisé pour les essais VLF 2D, mais il n'utilise qu'une voie de mesure.

L'amplification du signal par le photo-multiplicateur est ajustée pour chaque point de mesure. En effet près de la paroi, la concentration en traceurs diminue fortement. Ainsi la puissance émise par le volume de mesure diminue sensiblement, en particulier au niveau de la sous-couche visqueuse ($y^+ < 5$). De plus, étant donnée l'inclinaison de l'optique d'émission, les faisceaux LASER impactent le revêtement dans le champ d'observation du télescope pour $y < 30\mu m$.

Sur le revêtement PSP (surface inhomogène et réfléchissante), l'impact génère un halo lumineux mul-

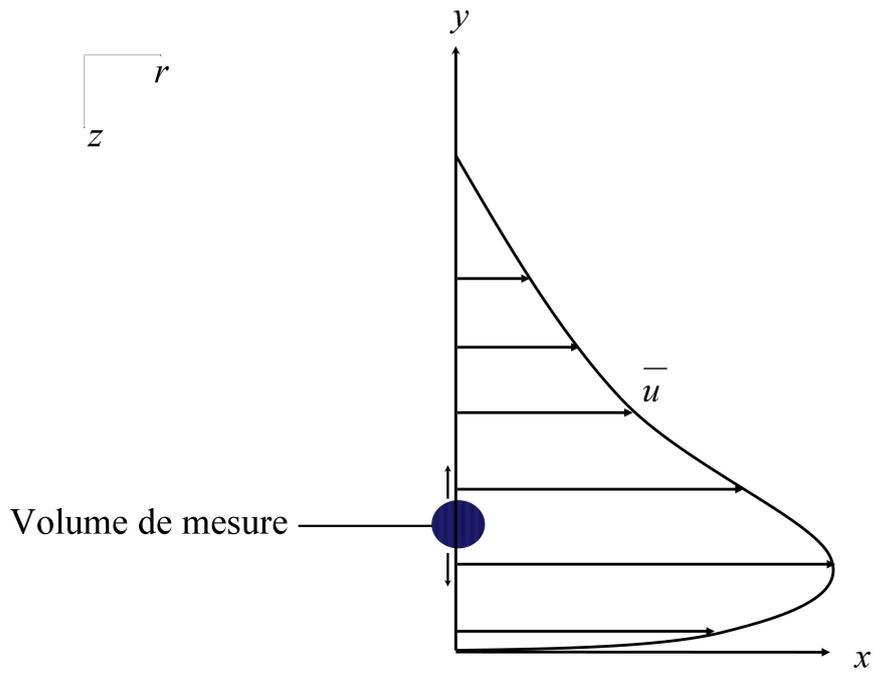


Fig. H.1 – Orientation des franges d'interférences dans le jet de paroi.

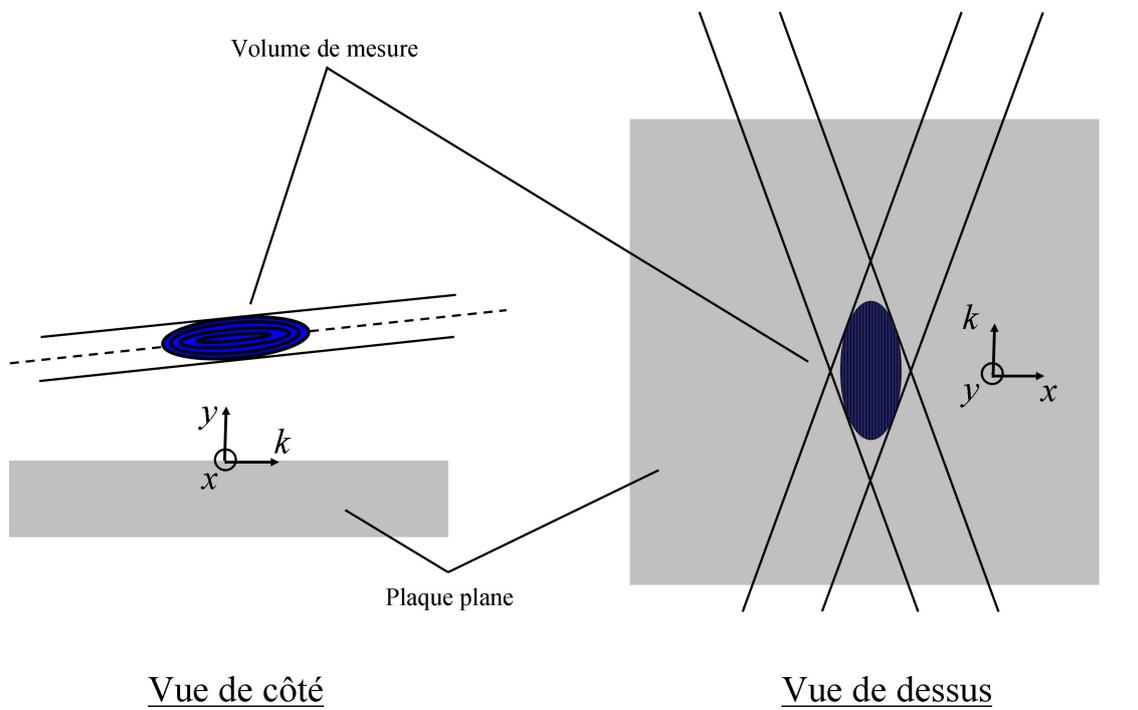


Fig. H.2 – Orientation des faisceaux incidents par rapport au montage expérimental.

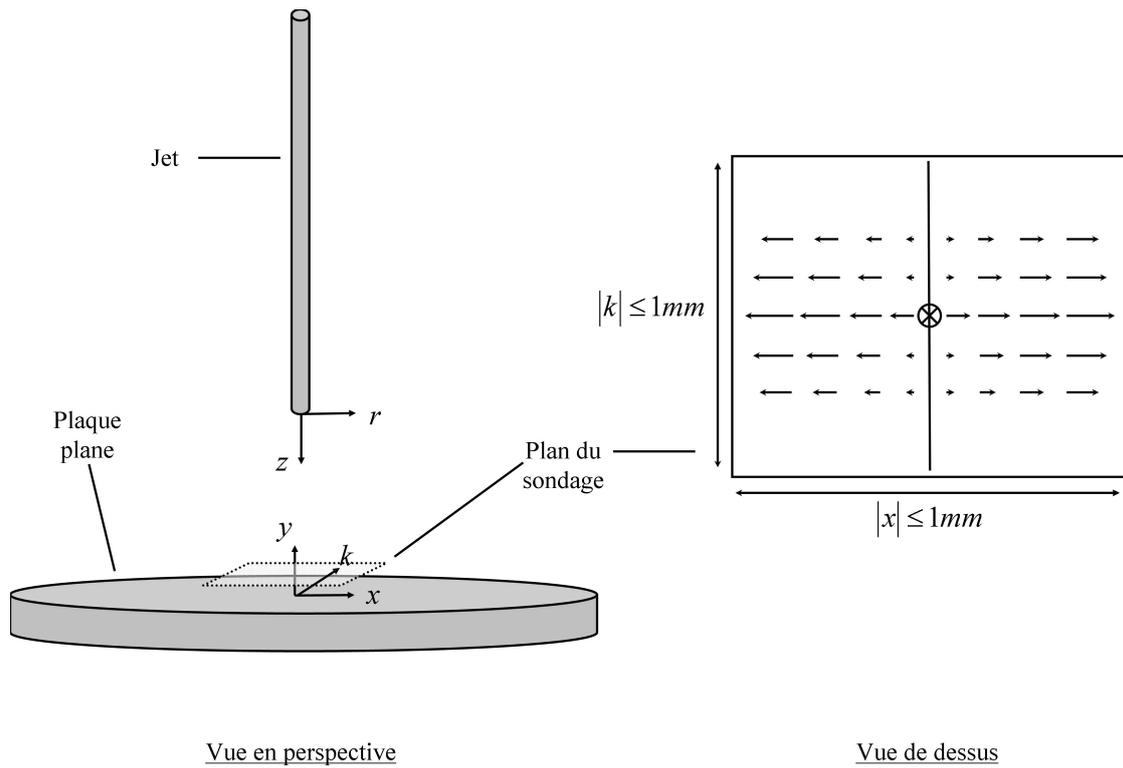


Fig. H.3 – Localisation de l'axe du jet impactant par un sondage des vitesses dans le plan horizontal de cote $y = 0,3\text{ mm}$

		x/D											
		0,5	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
y	12 à 20 mm	X	X	X	X	X	X	X	X	X	2,000	2,000	2,000
	3 à 12 mm	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1,750 à 3mm	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250
	1 à 1,750 mm	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150	0,150
	0,400 à 1 mm	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100
	0,200 à 0,400 mm	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050	0,050
	0,100 à 0,200 mm	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025
	0,010 à 0,100 mm	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010
	-0,010 à -0,010 mm	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005
	-0,100 à -0,010 mm	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010

Fig. H.4 – Résolution du sondage des vitesses dans le profil de jet de paroi

tidirectionnel. Le bruit augmente alors dans le signal, le photo-multiplicateur peut saturer, la visibilité du burst diminue. En outre, lorsque le volume de mesure est réfléchi par le revêtement PSP, les franges d'interférence sont déformées. Une particule traversant ce volume de mesure restitue donc un burst irrégulier. Ainsi soit le processeur de signal ne peut déterminer la pseudo-fréquence du burst, soit la fréquence est biaisée. Dans ce cas les mesures sont invalidées.

Toutefois, nous pouvons exploiter la réflexion à la paroi afin de localiser l'origine du profil de vitesse. En outre l'intensité de rétro-diffusion au centre du volume d'interférences est mesurée à l'aide d'une fibre optique monomode de diamètre $4\mu\text{m}$ centrée sur l'axe optique d'émission, et orientée vers le centre du volume de mesure. L'intensité recueillie augmente sensiblement lorsque le volume de mesure se réfléchit sur la paroi, et passe par un maximum pour $y = 0$. Le diamètre de la fibre optique de réception permet de déterminer alors l'origine à la paroi à $4\mu\text{m}$ près.

H.2 Paramètres du système d'acquisition

H.2.1 Points de mesure

La résolution et l'étendue verticales du sondage sont liées aux régions du profil jet de paroi (définies en 3.1.3) et à la distance x à l'axe du jet. Un premier essai permet de définir le maillage le plus approprié. Les points de mesures sont répartis selon les paramètres mentionnés dans le tableau H.4 et et représentés figure H.5.

H.2.2 Échantillonnage

Près de la paroi, la cadence d'échantillonnage s'effondre à cause de la faible concentration en traceurs. On ne peut augmenter cette concentration sans provoquer une condensation d'huile sur la plaque plane ou dans le circuit d'air amont, néfastes à l'écoulement et aux mesures. L'ensemencement fournit des cadences de l'ordre de 1000 à 10000 particules par secondes en fonction de la zone sondée dans le jet de paroi. On acquiert 100000 particules par point de mesure. Le temps d'acquisition est limité à 20s (voir G.5).

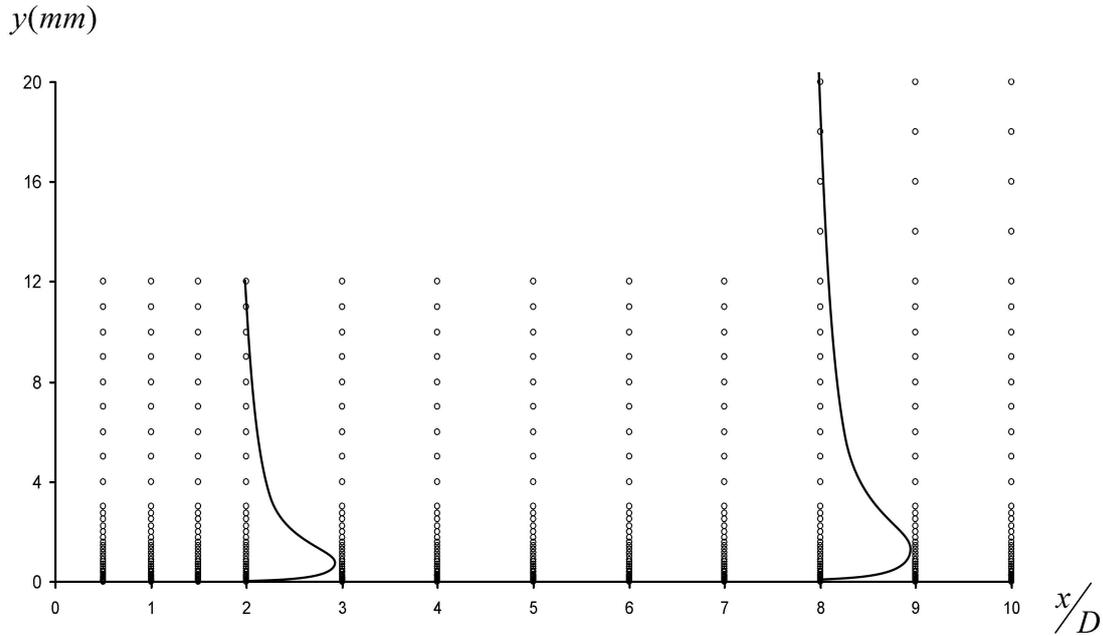


Fig. H.5 – Représentation des points sondés par rapport au profil type du jet de paroi.

La gamme de vitesse radiale mesurée est déterminée lors des premiers essais. Les vitesses sont comprises entre $0m.s^{-1}$ et $60m.s^{-1}$. Pour une fréquence de Bragg de $40MHz$ les fréquences de passage des particules sont donc comprises entre $40MHz$ et $70MHz$. La bande passante du filtre fréquentiel du processeur de signal (IFA 755) est choisie entre $10MHz$ et $100MHz$. L'amortissement par filtrage est ainsi négligeable pour l'ensemble des fréquences mesurées.

H.2.3 Validation des mesures

Les conditions imposées pour la validation des bursts sont identiques à celle décrites dans le paragraphe G.5, le temps de transit minimum d'une particule étant ici de $0,5\mu s$.

Pour chaque point de mesure, la proportion de particules validées par le processeur de signaux est de 99%, ce qui est très satisfaisant. Or à l'approche de la paroi, le bruit augmente, en particulier sur le revêtement PSP où les réflexions à la paroi sont très nuisibles. Si le taux de validation est inférieur à 90%, le point de mesure n'est conservé qu'à titre qualitatif.

H.3 Montage expérimental

H.3.1 Conditions d'essais

On se place dans les conditions d'essai décrites en G.4. Aucun paramètre n'est modifié.

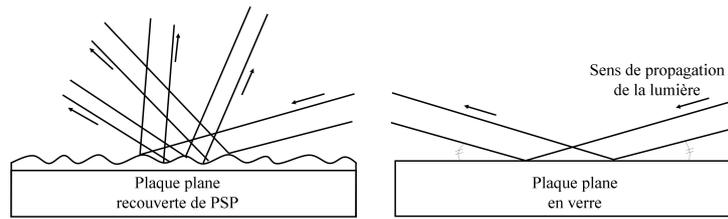


Fig. H.6 – Réflexion d'un faisceau LASER sur une surface réfléchissante lisse et sur une surface recouverte de PSP

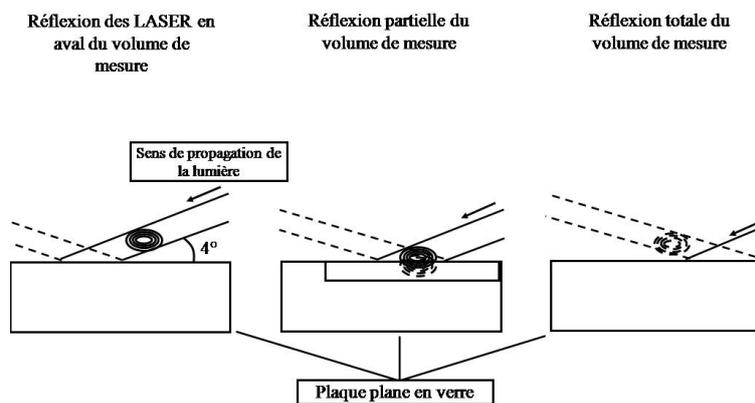


Fig. H.7 – Réflexion des LASER sur la plaque plane réfléchissante, vue latéralement : effet miroir

H.3.2 Campagnes d'essais

Par ailleurs, les mesures effectuées sur la paroi en verre présentent à ce stade un intérêt supplémentaire. En effet, l'impact d'un faisceau LASER sur la PSP se traduit par une diffusion de la lumière dans toutes les directions. Ces réflexions parasites génèrent un bruit intense pouvant dégrader la qualité des mesures. La figure H.6 illustre ce phénomène.

L'utilisation d'une surface lisse et réfléchissante permet d'éviter ces réflexions parasites et ainsi d'éviter la saturation des photo-multiplicateurs. Il est donc possible de sonder les points pour lesquels le revêtement PSP nuit à la mesure.

En outre la réflexion du volume de mesure permet de localiser efficacement la surface du revêtement. On obtient ainsi le point d'ordonnée et de vitesse nuls à la paroi. La figure H.7 illustre cette démarche.

Erreurs et incertitudes sur les mesures VLF

I.1 Incertitudes dues au système VLF

I.1.1 Franges d'interférences

La résolution sur la mesure de vitesse dépend des interférences créées dans le volume de mesure. Les incertitudes sur l'angle entre les faisceaux et sur la position du waist donnent une incertitude sur l'interfrange de 0,3%. L'incertitude sur la fréquence de la cellule de Bragg est de 0,001% à 40MHz (données constructeur) et l'incertitude sur la mesure de fréquence d'un burst par le processeur de signal est de 0,05% (données constructeur). Ainsi, lorsqu'une particule traverse le volume de mesure à $70m.s^{-1}$, la résolution sur les vitesses est alors de $0,236m.s^{-1}$, l'incertitude due est alors de 0,34%.

I.1.2 Bancs de déplacement

La résolution du déplacement du banc d'émission est de $1\mu m$ pour chaque axe. Le centre du volume de mesure est donc localisé dans une sphère de diamètre $1\mu m$, et représente ainsi une fraction négligeable du volume de mesure. En effet le rapport entre le volume de mesure et la sphère de localisation de son centre est de 10^6 . On peut considérer que le positionnement du centre des volumes de mesure a une influence négligeable sur la vitesse mesurée.

I.2 Biais de mesures

Il existe en VLF trois biais de mesure connus, liés à la géométrie des volumes de mesure, ainsi qu'à l'acquisition et au traitement des données.

I.2.1 Biais de filtrage

Le processeur de signal dispose d'une bande passante finie. Les signaux dont la fréquence est proche d'une limite des bandes passantes sont fortement amortis. La probabilité de mesurer ces fréquences est donc faible. Dans nos expériences, le filtrage appliqué par le processeur de signal présente une large bande passante ($10MHz \sim 100MHz$) recouvrant totalement le domaine fréquentiel mesuré, entre

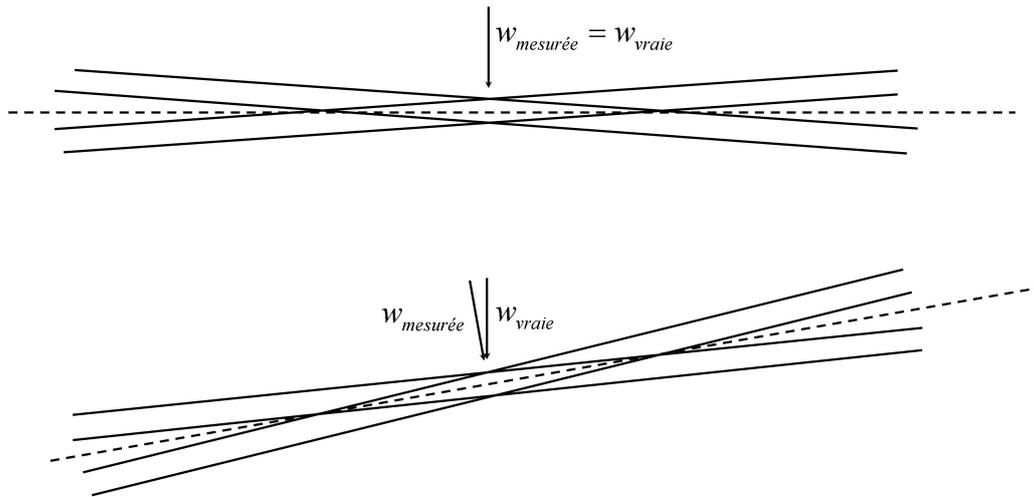


Fig. I.1 – Composante mesurée et composante vraie - biais d'angle.

30MHz et 70MHz. L'amortissement associé à chaque particule mesurée est faible, ce biais est donc négligé.

I.2.2 Biais d'angles

L'étendue de mesure du système dépend de l'angle de la trajectoire des particules à travers le volume de mesure. Les réseaux de franges sont orientés de sorte que le déplacement moyen d'une particule forme le plus petit angle possible avec le sens de défilement des franges, afin de mesurer une vitesse proche de la vitesse réelle.

L'orientation des faisceaux dans le repère de la veine d'essai est mesurée à l'aide d'un théodolithe. La matrice de transfert obtenue permet de lier les mesures de vitesses par VLF aux vitesses réelles dans le repère de la veine d'essai. En outre les volumes de mesure sont inclinés de 4° par rapport à l'horizontale (voir figure I.1). L'intersection entre le volume de mesure incliné et horizontal représente alors 99% de son volume, le biais de mesure est alors négligeable.

I.2.3 Biais de vitesses

Ce biais est connu sous le nom de biais de McLaughlin et Tiederman.⁶³ Si les temps caractéristiques de la turbulence et de l'échantillonnage sont du même ordre de grandeur, alors la moyenne des vitesses est biaisée vers les hautes vitesses. Ceci est généralement le cas dans les écoulements d'air. L'erreur commise dépend du rapport entre la plus petite échelle de temps caractéristique de l'écoulement et le temps de passage (noté T_{BD}) entre chaque particule.^{6,64}

Dans la configuration présente, l'échelle élémentaire de Kolmogorov, définie par $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{\frac{1}{4}}$, est l'ordre de $30\mu m$. Le temps caractéristique associé à cette échelle est $t_\eta = \eta/\sigma(w_1) \simeq 1ms$, ce temps est comparable au temps caractéristique d'acquisition (noté t_{acq}) compris entre $0,1ms$ et $\leq 1ms$. Pour s'affranchir de ce biais, il faut augmenter la fréquence d'acquisition, ici comprise entre $1kHz$ et $10kHz$. Ceci exige une concentration en traceurs plus élevée, ce qui engendre une condensation d'huile importante et une saturation des PM, les mesures deviennent alors impraticables.

Ce biais peut être corrigé théoriquement en pondérant la moyenne des vitesses par le temps de transit de chaque particule.⁶⁵ Cependant l'incertitude sur la détermination du temps de résidence ($\simeq 10\%$) n'apporte pas une correction satisfaisante. On n'applique donc pas cette correction. Un algorithme visant à redresser les distributions de vitesses est en cours de développement au DMAE (ONERA). Cet algorithme est basé sur le calcul de la fréquence d'échantillonnage instantanée pour chaque particule mesurée.

La vraie valeur de vitesse moyenne peut être évaluée de manière empirique, à l'aide d'une symétrie "forcée", on utilise pour cela la relation⁶⁶ :

$$u_{vraie} = \frac{u_{mes}}{1 - Sk^2} \quad (I.1)$$

où u_{vraie} est l'estimation de la vraie valeur de la vitesse moyenne, u_{mes} est la valeur mesurée et Sk est le Skewness de l'histogramme des mesures.

Considérons les distributions des deux composantes dans une région de l'écoulement où les gradients de vitesse sont faibles, par exemple en $r = 0$ et $z = 1D$. les figures I.3 et I.4 montrent une bonne symétrie des distributions de vitesse, les coefficients d'asymétrie valant $Sk_w = -0,37$ et $Sk_u = -0,02$. En redressant la valeur moyenne à l'aide de l'expression I.1, on obtient une erreur absolue inférieure à 1%.

I.2.4 Biais dû aux gradients de vitesses

Ce biais a la même origine que le biais de vitesses, les passages rapides donnant plus de mesures que les passages lents. La présence d'un gradient de vitesse à l'intérieur du volume de mesure génère donc une asymétrie des distributions de vitesses, dont un exemple est représenté dans la figure I.6. Ce biais est remarquable dans la zone de mélange, où les gradients de vitesses sont élevés. La figure I.7 représente les coefficients d'aplatissement et d'asymétrie pour les profils de w et u en $z = 0, 5D, 3D, 8D$ et $9, 5D$. L'erreur absolue associée à ces biais est de l'ordre de 6%. Ces histogrammes peuvent être redressés dans un premier temps à l'aide de l'expression (I.1) donnée précédemment.

I.3 Cas des mesures VLF 1D en configuration "approche paroi"

Le biais de gradient de vitesse constitue une source d'erreur importante à l'approche de la paroi. Dans la région interne du jet de paroi, la vitesse décroît d'environ $30m.s^{-1}$ lorsque y varie d'environ $500\mu m$. Or le diamètre du volume de mesure est de l'ordre de $40\mu m$. Ainsi, en chaque point, le volume de mesure recouvre un gradient de vitesse non négligeable, comme le montre la figure I.8. En outre,

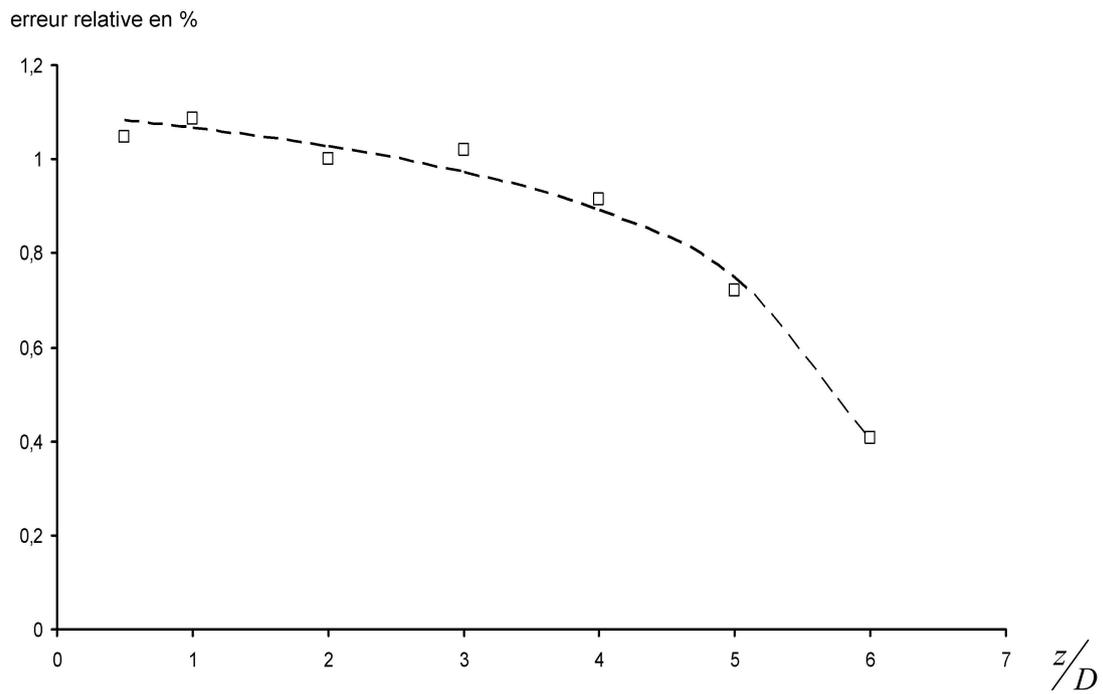


Fig. I.2 – Evolution de l'erreur systématique due au biais de vitesses le long de l'axe du jet.

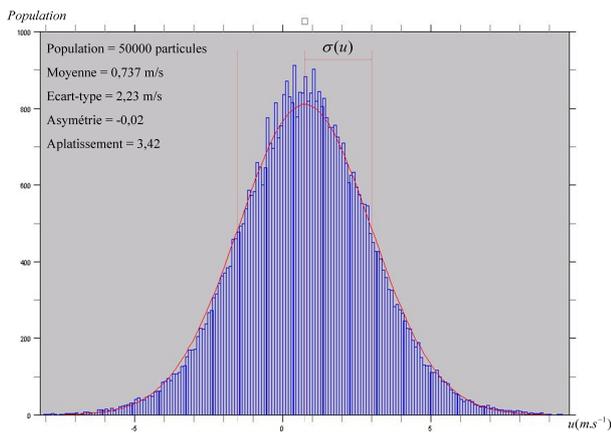


Fig. I.3 – Histogramme de la distribution de u , en $z = 1D$ sur l'axe du jet.

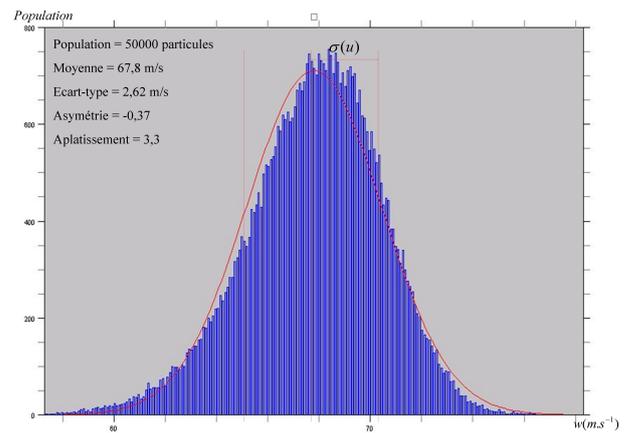


Fig. I.4 – Histogramme de la distribution de w , en $z = 1D$ sur l'axe du jet.

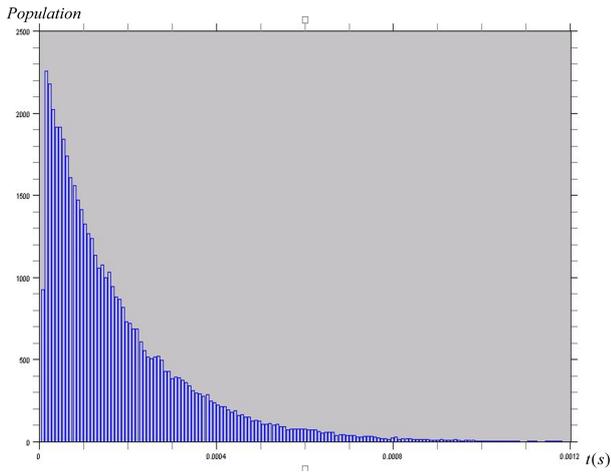


Fig. I.5 – Distribution du temps d'arrivée des particules (T_{BD} : Time Between Data), en $z = 1D$ sur l'axe du jet.

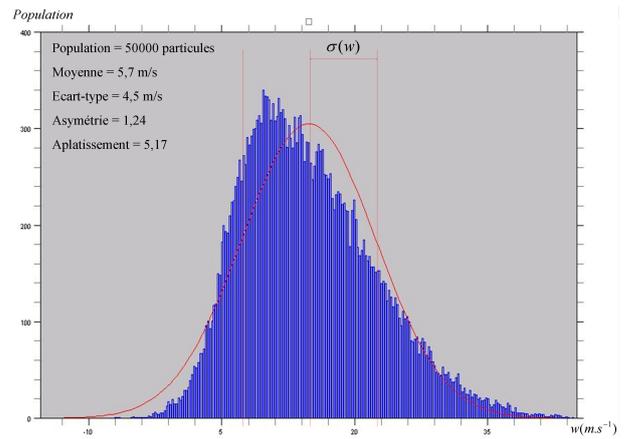


Fig. I.6 – Histogramme de la répartition des vitesses radiales w , gradient de vitesses dans le volume de mesure.

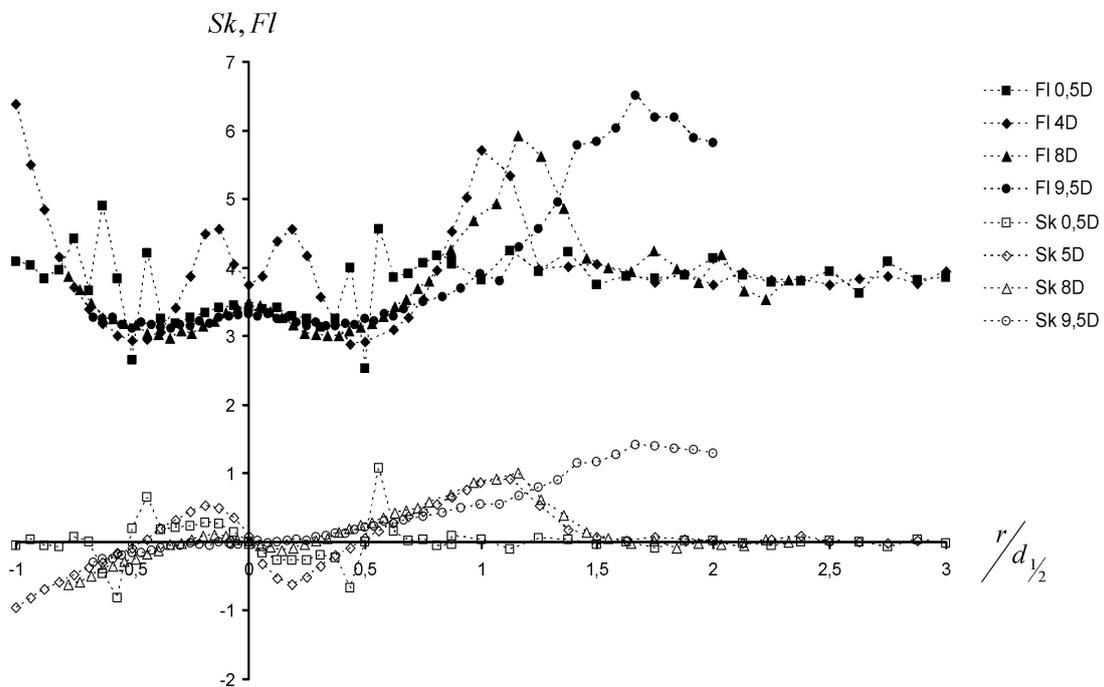


Fig. I.7 – Coefficients d'aplatissement et d'asymétrie caractéristiques des régions du jet impactant.

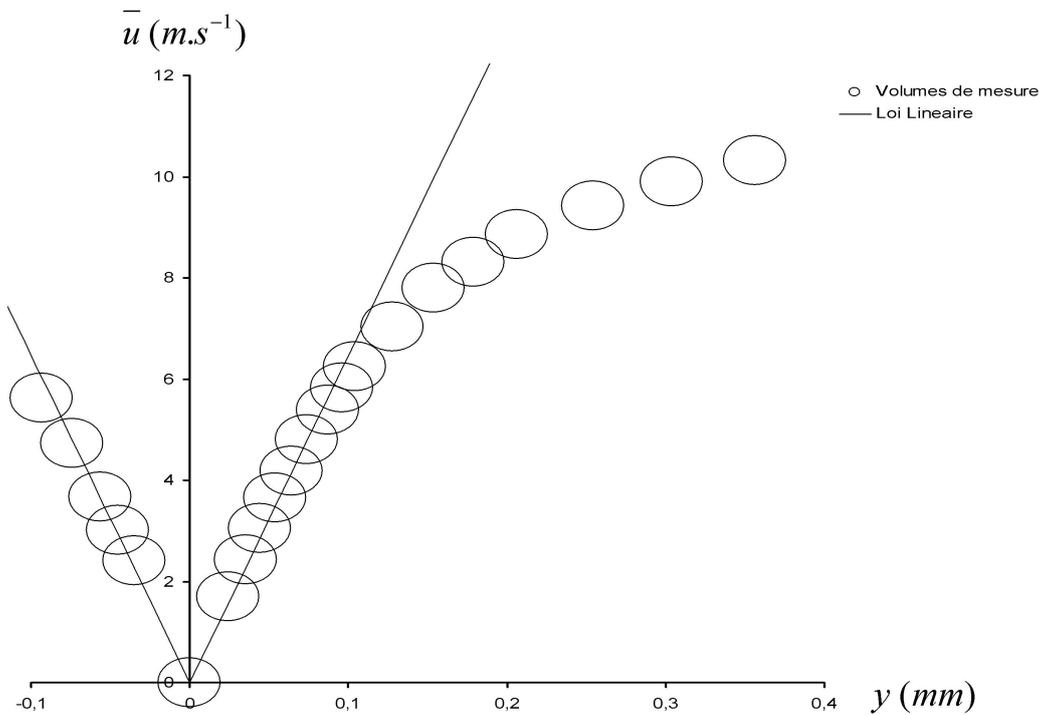


Fig. I.8 – Profil de vitesse près de la paroi, les cercles représentent le diamètre du volume de mesure ($40\mu m$).

lorsque le volume de mesure recouvre la sous-couche visqueuse, où la concentration en traceurs et les vitesses sont très faibles ($u_\tau \sim 1m.s^{-1}$), le biais de vitesse est accentué.

La figure I.9 représente la distribution des vitesses lorsque le volume de mesure englobe la sous-couche visqueuse. Dans cet exemple, le volume de mesure est centré en $y = 21\mu m$. L'erreur commise atteint 25% pour les points les plus proches de la paroi.

Les points pour lesquels la répartition des vitesses est fortement asymétrique, soit pour $|Sk| > 0,5$, sont redressés de manière empirique grâce à l'expression (I.1), les valeurs u_{vraie} et u_{mes} permettent ainsi d'encadrer les lois de proche paroi. La vitesse de frottement est ainsi déterminée avec une erreur absolue de 2% (voir figure I.10). L'erreur absolue commise sur le calcul du frottement pariétal est alors de 4%. La figure I.11 représente cette erreur dans le profil radial du coefficient de frottement C_f .

I.4 Synthèse

Le grand nombre d'échantillons mesurés en chaque point de mesure permet une bonne convergence des moments statistiques des moments d'ordre 1 et 2. En outre l'incertitude sur les mesures de vitesse est de 0,34%, et est ainsi négligeable.

Cependant le biais de gradient de vitesse donne une erreur systématique conséquente (5%), en particulier près de la paroi. Ce biais peut être redressé par le calcul des cadences instantanées. Un algorithme de redressement des histogrammes est actuellement en développement à l'ONERA (DMAE), et pourra ensuite être appliqué aux mesures VLF.

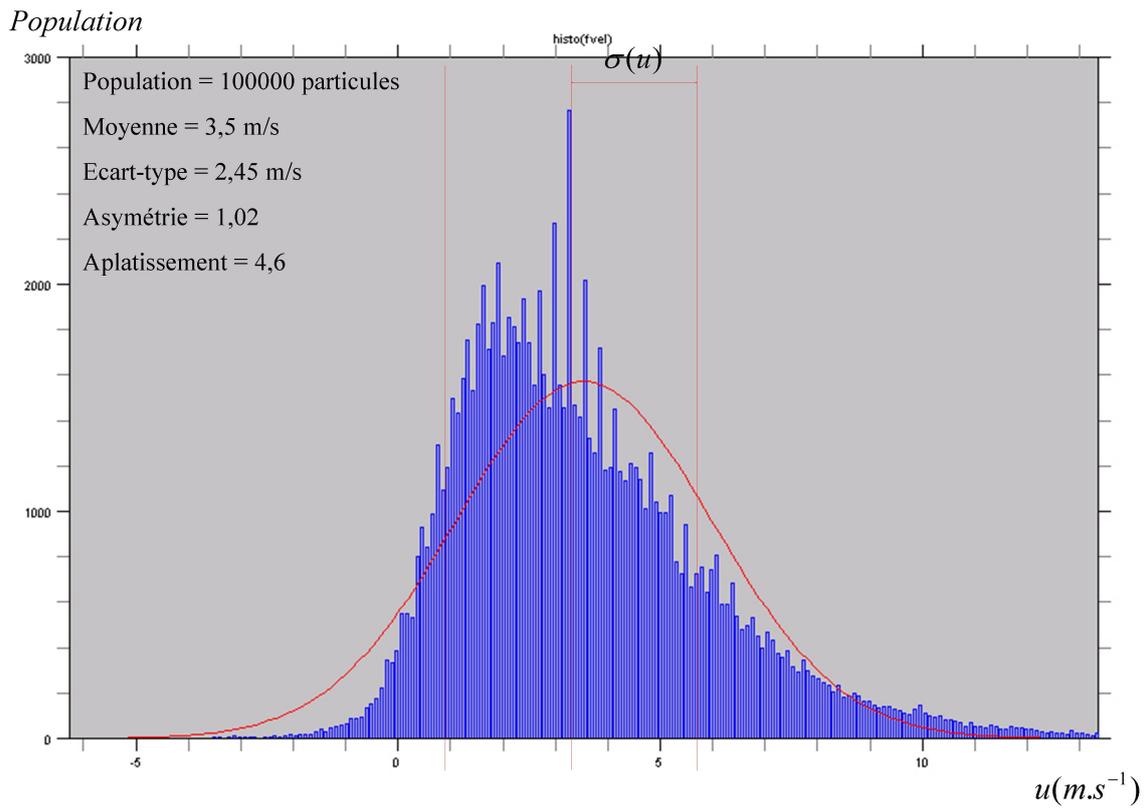


Fig. I.9 – Histogramme de la distribution des vitesses pour un point de mesure situé près de la paroi (ici à $21\mu m$).

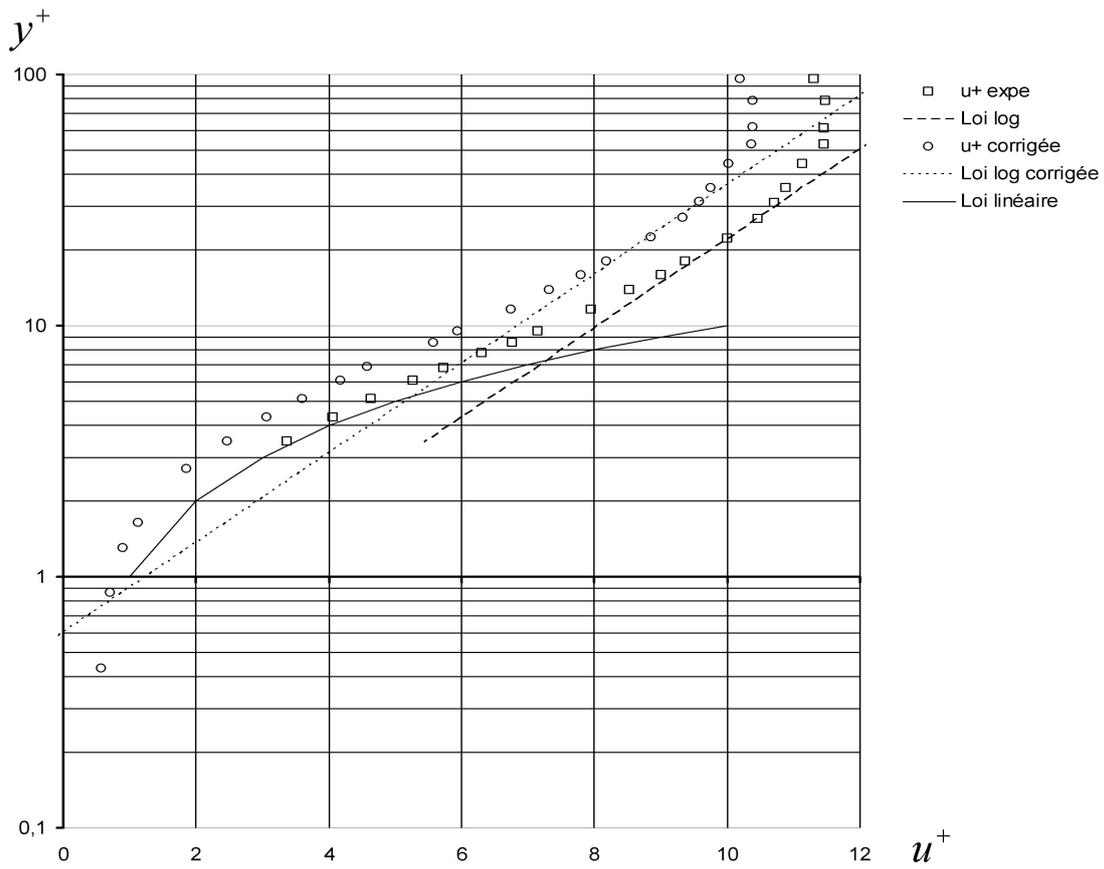


Fig. I.10 – Correction empirique des vitesses moyennes, comparaison des profils de vitesse dans la région de proche paroi.

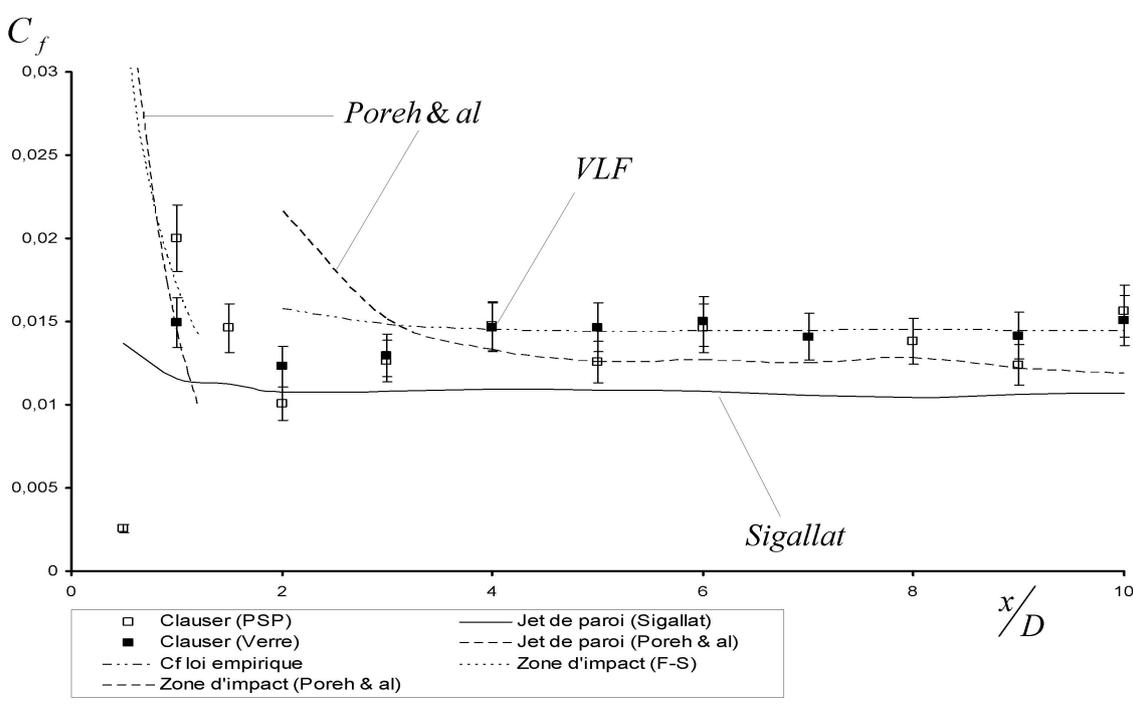


Fig. I.11 – Coefficient de frottement, représentation des barres d'erreur.

Configuration du système PSP

Le système PSP est représenté sur la figure J.1.

La source d'excitation est une lampe continue à vapeur de mercure (©Hamamatsu). La lumière en sortie est filtrée afin de ne laisser passer que la bande de fréquence correspondant aux UVB, elle est ensuite acheminée par une fibre optique multimode jusqu'à la veine d'essai. La source illumine la totalité de la surface peinte. La puissance nominale en sortie de fibre est de $2W.cm^{-2}$ (données constructeur).

Cependant l'instabilité de la lampe lorsqu'elle est utilisée à pleine puissance nous amène à installer une photodiode dans le cône d'émission. Ceci permet de contrôler les variations d'intensité, qui peuvent être parfois brutales, comme on peut le voir sur la figure J.2 et se produire entre deux images. Ainsi la lampe est mise en service au moins 1h avant essai. Ceci permet d'assurer une bonne stabilité de l'éclairage.

La lumière émise par la PSP est acquise par une caméra CCD modèle *PT133A* (©Princeton Instruments), d'une résolution de 1300×1300 *pixels* encodé sur $16bits$. Le capteur CCD est maintenu à $230K$ par effet pelletier. Le surplus d'énergie thermique est évacué par une centrale réfrigérante. A cette température le bruit électronique du capteur CCD est inférieur à 100 niveaux (sur 65536). La caméra est équipée d'un objectif $50mm$ et d'un doubleur.

L'émission de la PSP est Lambertienne pour des angles non rasants. La caméra peut donc être positionnée à 45° de l'horizontale de la veine d'essais. La distance d'observation est d'environ $500mm$. L'ouverture du diaphragme est supérieure à 4. Dans ce cas la profondeur de champ est suffisamment grande pour restituer une image nette de l'ensemble de la plaque plane.

Afin d'isoler les spectres des deux composants de la PSP (bleu et rouge), un porte filtre motorisé est fixé sur l'objectif de la caméra. Ce système est équipé de deux filtres interférentiels (©Andover Corp), dont les références sont $450FS20 - 50$ pour la partie bleue et $620FS10 - 50$ pour la partie rouge du spectre. Les bandes passantes de ces filtres sont représentées sur la figure J.4. Le porte-filtre est placé devant l'objectif de la caméra et permet la permutation entre les deux filtres entre chaque image PSP. Les temps d'exposition sont choisis en fonction de l'intensité recueillie pour chaque prise de vue. Or à pression ambiante, l'intensité des images bleues est de 5 à 10 fois plus faible que celle émise par les

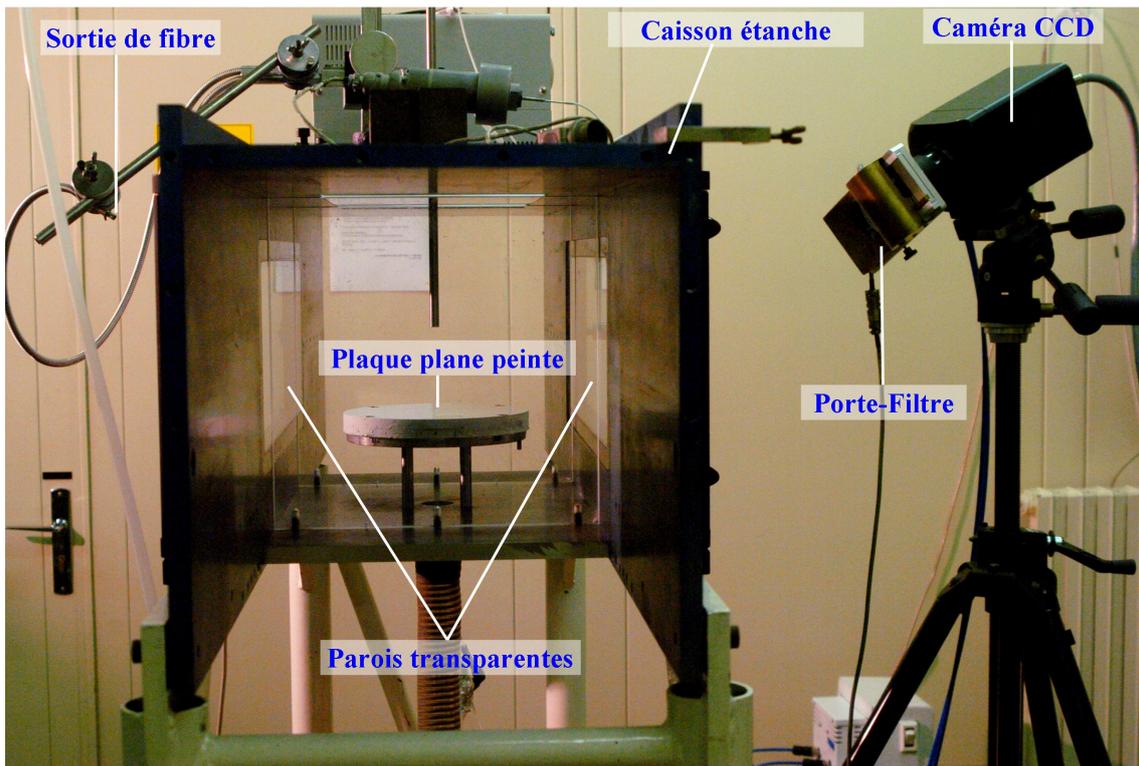


Fig. J.1 – Montage expérimental instrumenté pour les essais PSP-Positionnement du système PSP

images rouges (voir figure J.3). Le temp d'exposition pour les images bleues et généralement compris entre 2s et 4s, contre 1s pour le rouge. La dégradation est négligeable au cours d'une prise de vue.

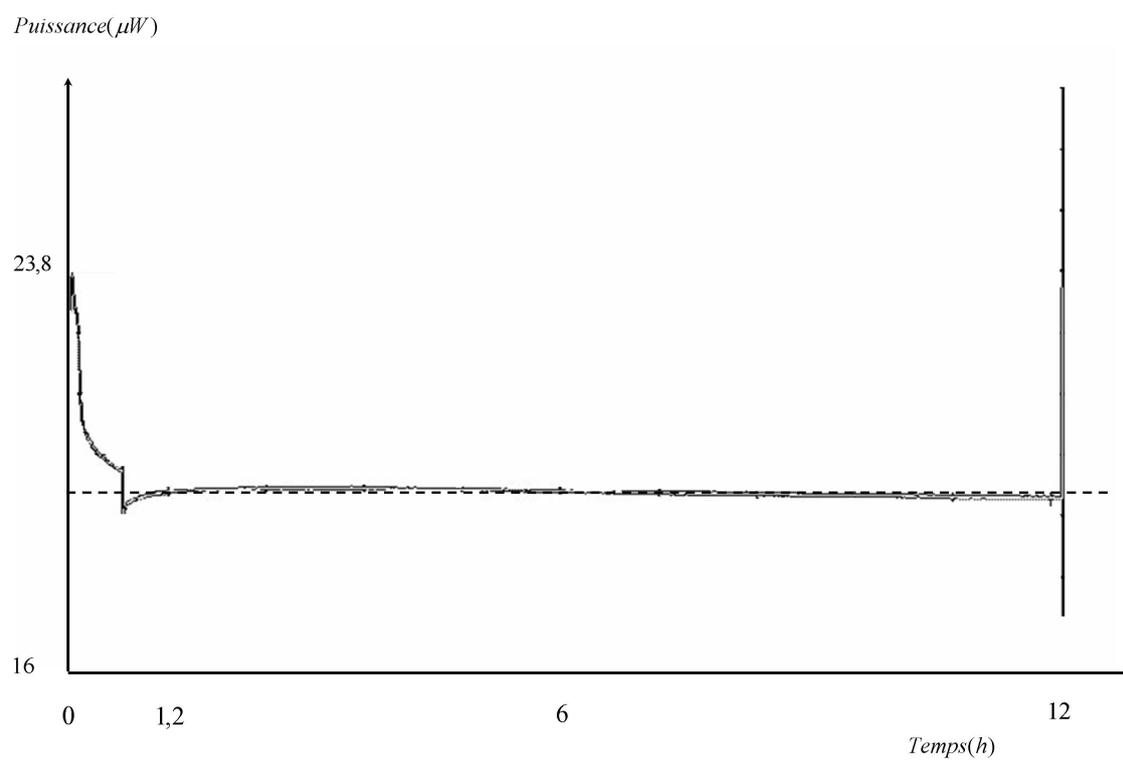


Fig. J.2 – Variations d'intensité de la source d'excitation au cours du temps.

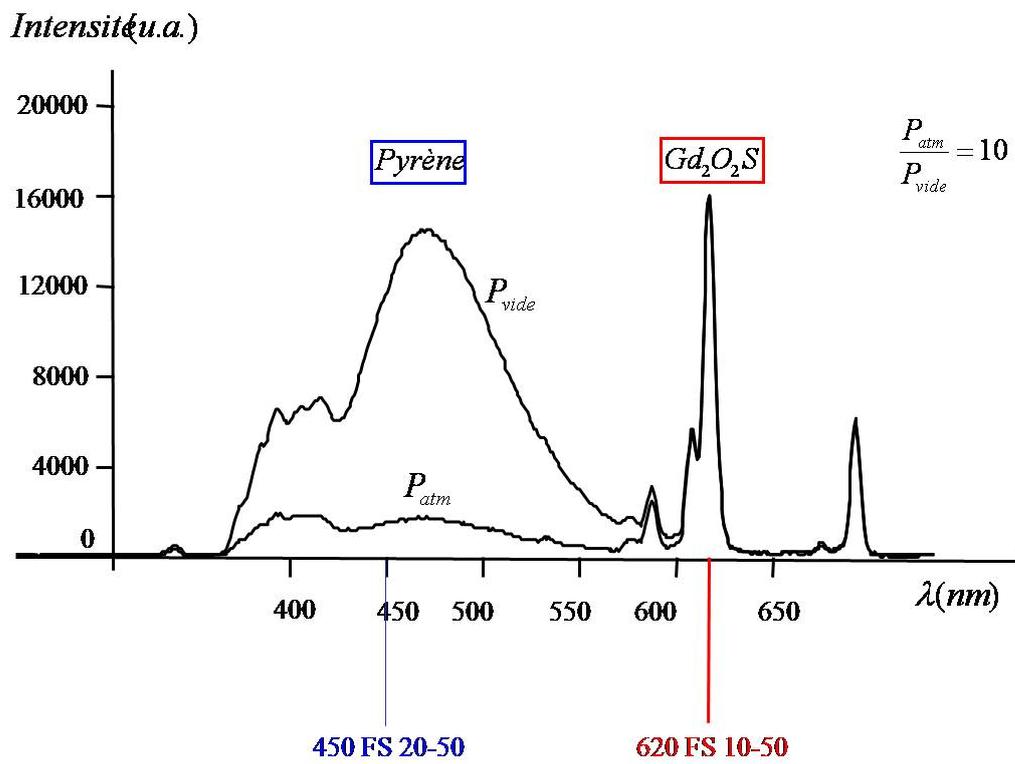


Fig. J.3 – Intensités émises par le Pyrène (monomère et excimère) et l'Oxysulfure de Gadolinium pour à p_{atm} et p_{vide}

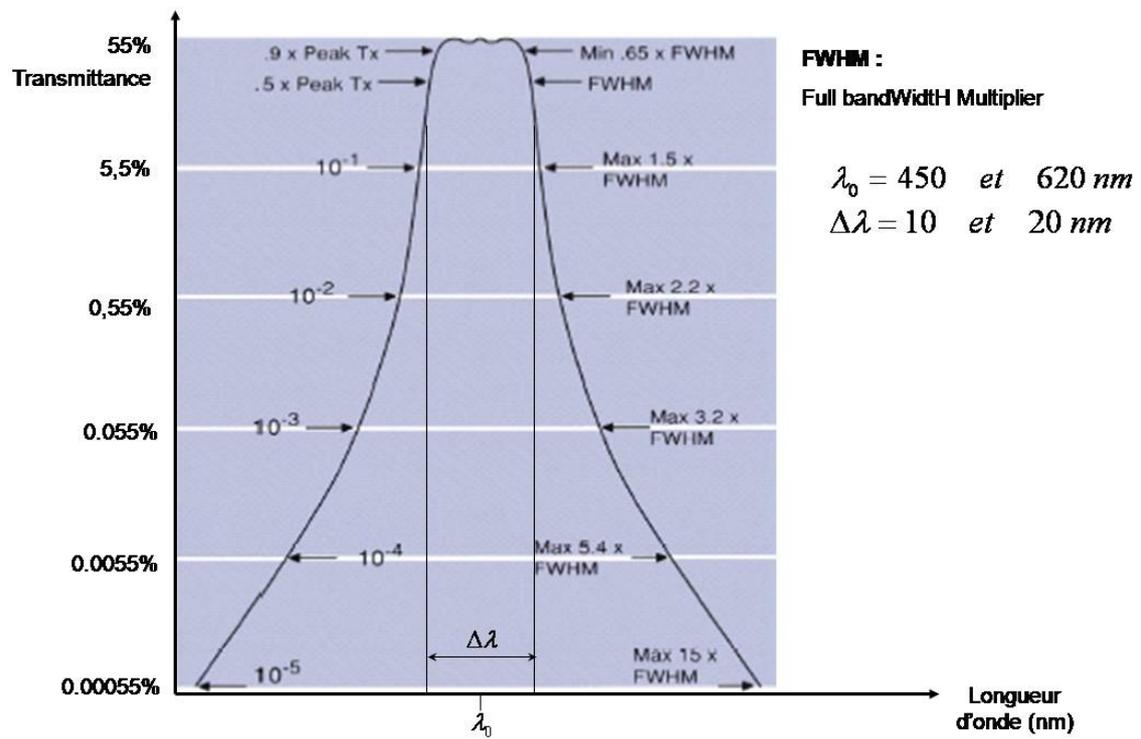


Fig. J.4 – Bandes passantes des filtres interférentiels utilisés.

Erreurs et incertitudes sur les mesures PSP

K.1 Sensibilité angulaire

Lorsqu'un rayon de longueur d'onde λ_0 traverse un filtre interférentiel avec un angle d'incidence non nul, le filtrage est décalée vers les courtes longueurs d'onde. Ce décalage est donné par l'expression :

$$\lambda_1 = \lambda_0 \left(1 - \frac{N_{air}^2}{N_{filtre}} \sin^2 i\right)^{\frac{1}{2}}$$

où λ_1 est la longueur d'onde du rayon incident vue par le filtre, $N_{air} \simeq 1$ et $N_{filtre} = 1,45$ sont les indices de l'air et du filtre et i est l'angle d'incidence du rayon. Dans notre cas, l'angle d'incidence des rayons sur les filtres interférentiels est inférieur à 5° , le décalage de longueur d'onde est de 0,01%. Le décalage des bandes passantes des filtres est donc négligeable en regard de l'étendue du spectre d'émission des composés présents dans la PSP.

K.2 Photo-dégradation

La source d'excitation UV peut provoquer une photo-oxydation des molécules de Pyrène. L'oxygène singulet, produit lors du processus de "quenching", peut s'intégrer dans une molécule de Pyrène par rupture de liaisons doubles $C=C$. Notamment le rayonnement UV contribue à cette réaction par la rupture potentielle d'un cycle benzénique. Le spectre d'émission du luminophore est alors modifié.

Afin d'observer l'influence de la photo oxydation sur les images PSP, la peinture a été soumise à une exposition continue au rayonnement UV. Ces tests ont montré que la photo-dégradation du revêtement est de 1% après 5h d'exposition. Or au cours des essais de dégradation en soufflerie, le temps d'exposition total de la PSP est typiquement de 10min, l'exposition étant discontinue. On peut donc négliger la photo-dégradation du revêtement PSP.

K.3 Indétermination sur le temps

Les temps de démarrage et d'arrêt sont déterminés avec une incertitude de 1min. L'incertitude sur le temps d'essai (entre 3h et 14h) est donc inférieure à 1%. Ceci génère une incertitude négligeable sur

le taux de dégradation.

K.4 Sensibilité à la température

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.3, les conditions thermiques auxquelles est soumise la peinture influent sur la diffusivité du Pyrène, donc sur la dégradation de la PSP.

Dans les écoulement à faible vitesse, les contraintes de cisaillement provoquent une augmentation de température à la paroi de l'ordre de $0,1K$. Dans ce cas la diffusivité est quasi constante.

En outre les conditions climatiques provoquent des variations de température entre chaque essai voire au cours d'un essai. Notamment, au cours d'un essai PSP, l'incertitude sur la détermination de la température est de $1K$. D'après les mesures effectuées par Chu et Thomas,²⁹ la diffusivité du Pyrène varie alors de $1,5\%$. L'erreur commise sur la mesure de la dégradation est alors de l'ordre de 1% .

Afin de limiter l'influence des variations des conditions atmosphériques, les expériences sont donc menées dans un laboratoire où la température est comprise entre 293 et $298K$. Un tel écart engendre une variation de diffusivité d'environ 5% .

K.5 Statistiques

Le niveau de bruit électronique du capteur CCD est quasi nul dans une image brute.

Par ailleurs l'incertitude sur la mesure d'intensité (shut noise) représente environ 250 niveaux sur 65536 . Les niveaux d'intensité pour les prises de vue des spectres du Pyrène et de l'Oxysulfure de Gadolinium sont respectivement de 1000 et 10000 . Les images bleues (Pyrène) sont normalisées par les images rouges (Oxysulfure de Gadolinium). On calcule ensuite la moyenne sur 50 images et on effectue une moyenne spatiale sur 3 *pixels*.

L'incertitude sur la mesure de l'intensité est alors d'environ 1% .

Par ailleurs, l'incertitude sur la détermination de la dégradation de la peinture est déterminée à partir de 20 profils radiaux de dégradation. En tout point, l'incertitude sur la mesure de la dégradation est de 6% .